TOME 19 — N° 1 — JANVIER 1958

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

RECUEIL DES COMMUNICATIONS

présentées devant la

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Paris 28, 29 et 30 novembre 1957

Édité avec le concours de Mme P. GUGENBERGER, Service de Physique Nucléaire, C. E. N. Saclay

L'INTERACTION DIRECTE DANS LES RÉACTIONS NUCLÉAIRES (1)

Par C. T. DE DOMINICIS,

Service de Physique Mathématique. C. E. N. de Saclay.

Résumé. — Bref exposé d'introduction sur les insuffisances du modèle du noyau composé et ce qu'on peut attendre de processus faisant intervenir des interactions de courte durée.

Abstract. — Brief introductory account of the shortcomings of the compound nucleus model and what can be expected from processes involving interactions lasting a very short time.

L'anomalie que constituait à l'époque l'apparition de résonances très fines dans les réactions nucléaires de basse énergie fut brillamment expliquée par une hypothèse avancée par N. Bohr [4] (1936) :

La particule incidente devait très rapidement partager son énergie avec l'ensemble des nucléons du noyau ; pendant un temps extrêmement long (en comparaison du temps de traversée du noyau), aucune des particules constituant ce complexe (généralement appelé « noyau composé ») n'aurait assez d'énergie pour ressortir ; en conséquence, le processus d'émission subséquent pouvait être considéré comme séparé, *indépendant* de sa formation.

Cette image peut se formaliser par la séparation de la section efficace pour la réaction $\alpha \rightarrow \beta$ en 2 facteurs, l'un ne concernant que la voie d'entrée α, l'autre la voie de sortie β

$$\sigma_{\alpha\rightarrow\beta} \simeq \sigma_\alpha(C)\,\Gamma_\beta/\Gamma. \qquad (1)$$

(1) Pour les références d'ordre général voir [1], [2], [3].

Peu de temps après, Kapur et Peierls [5] (1938) bâtissaient un formalisme rigoureux (2) et très général pour l'étude des réactions nucléaires ; la matrice s, qui détermine le comportement asymptotique de la fonction d'onde du système

$$\Psi \underset{r\to\infty}{\simeq} \sum_\beta \chi_\beta(\xi)\, S_{\alpha\beta}\, \frac{e^{ik_\beta r_\beta}}{r_\beta} + \chi_\alpha(\xi)\, \frac{\sin k_\alpha r_\alpha}{r_\alpha} \qquad (2)$$

s'écrit (pour simplifier l'écriture, nous nous bornons aux ondes S, sans spin et à la diffusion élastique ou inélastique)

$$S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \sum_p e^{-ik_\alpha R}\, \frac{G_p^\alpha\, G_p^\beta}{E_p - i\Gamma_{p/2} - E}\, e^{-ik_\beta R} - e^{-ik_\alpha R}.\sin k_\alpha R\, \delta_{\alpha\beta} \qquad (3)$$

ici $\chi_\alpha(\xi)$ et $\chi_\beta(\xi)$ sont respectivement la fonction d'onde pour le noyau initial et un noyau résiduel quelconque, E l'énergie incidente.

k_α et k_β les nombres d'onde dans les canaux α et β c'est-à-dire $E - \varepsilon_\beta = k_\beta^2/2M$ et ε_β énergie d'excitation du résiduel.

E_p et Γ_p l'énergie et la largeur des niveaux p du noyau composé.

R est un rayon limitant un domaine $\mathcal{R}$ au delà duquel il n'y a plus d'interaction nucléaire.

Ce développement résulte de la continuité à la surface de la fonction d'onde Ψ qui s'écrit à l'extérieur sous la forme (2) et qu'on peut développer à l'intérieur sous la forme $\Psi = \sum_p a_p \Psi_p$. Les Ψ_p sont alors les fonctions propres de l'hamiltonien H du système composé avec la condition sur la surface de ne donner lieu qu'à des ondes purement sortantes dans toutes les voies. Ces états de désintégration Ψ_p qui satisfont à $[E_p - i\Gamma_p/2 - H]\Psi_p = 0$ représentent donc les états du « noyau composé ».

Enfin, les G_p^β sont à basse énergie très voisine des amplitudes de probabilité de présence à la surface dont le carré du module donne Γ_p^β largeur partielle dans la voie β.

Aux très basses énergies, toutes les largeurs sont faibles et les niveaux du système composé p sont bien séparés ($\Gamma_p/D \ll 1$). L'hypothèse d'indépendance est évidemment satisfaite dans la mesure où l'on peut se contenter d'un niveau (ce qui est raisonnable au voisinage d'une résonance en négligeant la contribution faible et lentement variable des queues des autres résonances).

Si l'on accepte de faire l'hypothèse statistique d'une distribution au hasard des signes des G_p^ω, on peut encore retrouver [8] la forme (1) pour la section efficace prise en moyenne sur un intervalle d'énergie $\delta E \gg \Gamma_p$ si toutes les largeurs *partielles* sont telles que $\langle \Gamma_p^\omega/D \rangle \ll 1$ ($\omega \neq \alpha, \beta$).

Aux énergies plus élevées, où l'on a $\Gamma_p^\omega \simeq D$, cette hypothèse statistique (déjà sujette à caution) ne donne rien de semblable et il y a peu de raisons de penser que les sections efficaces puissent se mettre sous la forme (1) qui décrit l'hypothèse d'indépendance.

Un certain nombre de faits expérimentaux ont par ailleurs conduit à s'interroger sur le domaine de validité du modèle qui décrivait la particule incidente comme partageant son énergie très rapidement avec l'ensemble des particules du noyau. Ce sont :

a) Les mesures d'intensité relative de section efficace pour la diffusion inélastique à énergie incidente donnée.

Avec l'hypothèse d'indépendance, la variation de cette intensité est essentiellement donnée par la densité de niveaux $w(\varepsilon_\beta)$ du noyau résiduel β ; celle-ci peut approximativement s'écrire

$$w(\varepsilon_\beta) = A \exp (B\varepsilon_\beta)^\eta$$

avec $1/2 \leqslant \eta \leqslant 1$ (par exemple $\eta = 1/2$ correspond à la théorie de l'évaporation de Weisskopf [9])

Or les résultats expérimentaux (la figure 1 montre certains résultats de Gugelot [10]) conduisent à une convexité dans le mauvais sens ($\eta > 1$), les déviations étant plus importantes pour les faibles excitations du noyau résiduel.

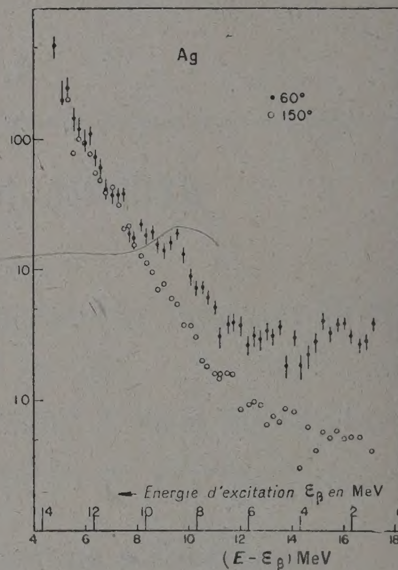


FIG. 1. — P. Gugelot [10], diffusion inélastique de protons de 18,3 MeV sur Ag à 60° et 150°. En abscisse vers la gauche ε_β ; vers la droite l'énergie de la particule sortante $E - \varepsilon_\beta$; (avec l'hypothèse d'indépendance) l'intensité relative s'écrit

$$I \simeq (E - \varepsilon_\beta)\, \sigma_\beta(C)\, w(\varepsilon_\beta).$$

P. Gugelot a estimé la section efficace de formation du noyau composé [9] par la voie β : $\sigma_\beta(C)$ et porté en ordonnée une quantité $\simeq I/(E - \varepsilon_\beta) . \sigma_\beta(C)$.

b) Les mesures de rendements en protons et neutrons.

Les rendements en particules chargées obtenus excèdent parfois d'un facteur $10^2 - 10^4$ (dans les noyaux lourds) ceux que l'on attendrait d'une théorie de « l'évaporation ».

Ceci n'est qu'un autre aspect des déviations ci-dessus impliquant une contribution anormalement grande des particules sortantes de grande énergie.

c) Les mesures de rendements comparés indiquent également que toutes choses égales d'ailleurs, la réémission d'un proton par exemple est plus probable d'un ordre de grandeur si la réaction a été induite par un proton que si elle a été induite par un neutron ; ceci en violation flagrante de l'hypothèse d'indépendance.

(2) G. Breit, E. Wigner et H. A. Bethe, G. Placzek [6] avaient déjà obtenu des résultats dans ce sens mais sans bases rigoureuses. Dix ans plus tard E. Wigner et ses collaborateurs reprirent l'étude du formalisme des réactions nucléaires d'un point de vue apparemment très différent. C. Bloch [7] a unifié récemment les points de vue Kapur, Peierls et Wigner.

d) Les distributions angulaires dans la diffusion inélastique. L'hypothèse statistique de signes distribués au hasard pour les G_{ν}^{β} peut conduire au même résultat que l'hypothèse d'indépendance (tant que les résonances n'empiètent pas trop) et donne naturellement des distributions angulaires symétriques par rapport à $\pi/2$. Or grand nombre de résultats expérimentaux en particulier sur les diffusions inélastiques (pp'), $(\alpha\alpha')$, (dd'), etc... (ou sur des réactions (d, p), (α, p), etc...) montrent au contraire des distributions angulaires concentrées vers l'avant (*fig.* 2, 3). Si on fait une moyenne sur un grand nombre d'états du noyau résiduel, les mêmes hypothèses prédisent une distribution isotrope [14].

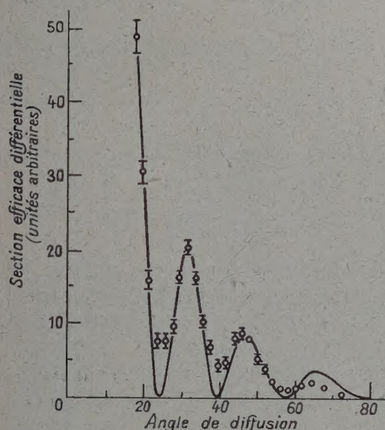


Fig. 2. — H. Watters [11] distribution angulaire (α, α') avec excitation du niveau de 1,37 MeV de ^{24}Mg (α incident de 31,5 MeV). Il n'y a pratiquement pas de diffusion au delà de 80°.

Courbe en trait plein de S. Butler [12], obtenue par approximation de Born (ondes planes) et interaction limitée à la source.

On peut voir (*fig.* 1) que les contributions des états peu excités du noyau résiduel déjà « anormaux » du point de vue de leur intensité le sont aussi pour leur distribution angulaire.

Enfin les distributions angulaires bien connues des réactions de stripping et le succès de leur très naturelle explication s'ajoutent à l'ensemble des faits précédents pour suggérer fortement qu'une fraction de l'interaction nucléon-noyau peut aussi se faire avec l'intervention d'une seule particule du noyau (ou d'un très petit nombre d'entre elles) et par conséquent durera très peu de temps et dépendra fortement du canal d'entrée. Ceci s'oppose à l'hypothèse d'indépendance qui implique une interaction très forte avec un grand nombre de particules et la formation d'un système composé à vie longue indépendant de son mode de formation.

Il est donc naturel d'essayer de séparer dans la section efficace ce qui correspond à une interaction « instantanée » (avec un très petit nombre de particules) de ce qui correspond à une interaction « retardée » (avec un grand nombre de particules).

Interaction instantanée et retardée. — On peut se faire une idée grossière de la façon de procéder à l'aide d'une image très naïve d'un puits de potentiel profond à une dimension, sur lequel se diffuse un paquet d'onde de dimensions Δx. Les niveaux virtuels ont une largeur ([3]) :

$$\Gamma \simeq P.v/R \simeq 1/t_{\Gamma}$$

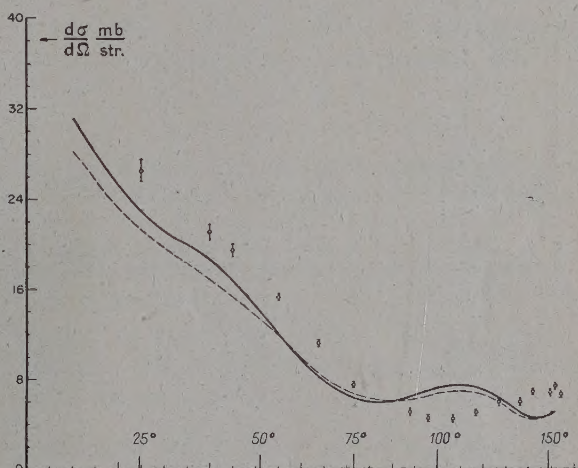


Fig. 3. — R. Peelle [13] distribution angulaire (pp') avec excitation du niveau 4,4 MeV de ^{12}C (protons incidents 19,4 MeV).

Courbes de C. Levinson et M. Barnerjee à paraître, obtenue par approximation de Born avec ondes distordues.

un espacement :

$$D \simeq V/R \simeq 1/t_D$$

le paquet d'onde une largeur :

$$\Delta E \simeq v/\Delta x \simeq 1/\tau.$$

Ici v et V sont respectivement les vitesses à l'extérieur et à l'intérieur du potentiel d'extension R, P un facteur de pénétration.

Si l'on a $\Delta E \gg D \gg \Gamma$ c'est-à-dire $\tau \ll t_D \ll t_{\Gamma}$ la fraction du paquet d'onde qui est immédiatement réfléchie par le bord du potentiel sera bien séparée des bouffées qui se succèdent à intervalles t_D et qui proviennent de la fraction qui a pénétré dans le potentiel pour y demeurer en moyenne un temps t_{Γ}.

Au contraire, si $D \gg \Delta E \gg \Gamma$ et $t_D \ll \tau \ll t_{\Gamma}$ cette séparation sera imparfaite, les premières

([3]) $\hbar = c = 1$ partout.

bouffées réémises interfèreront avec la partie réfléchie instantanément. Ces deux cas sont schématisés sur la figure 4.

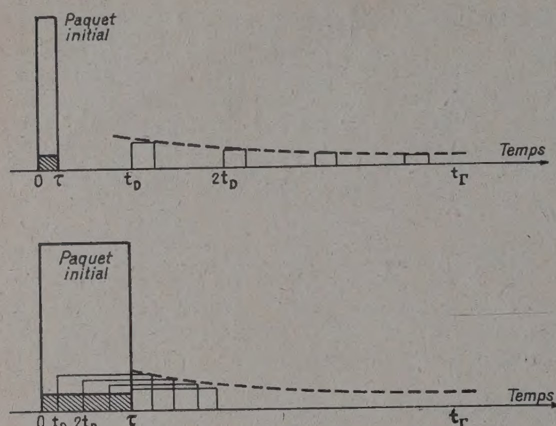


FIG. 4. — En hachuré, la partie « instantanée » ; le passage du front d'onde de cette partie « instantanée » est prise comme origine des temps.

Naturellement, si $D \gg \Gamma \gg \Delta E$, le paquet d'onde incident continue d'arriver sur le potentiel bien après le temps t_Γ, et il n'y a plus aucune séparation.

De façon plus précise, on peut avec la fonction d'onde dont (2) est la partie asymptotique construire un paquet d'onde caractérisé par une distribution (réelle) $f(E' - E)$ de largeur ΔE autour de E. La dépendance dans le temps de cette fonction d'onde sera donnée par

$$\Psi(r, t) \simeq \int f(E' - E)\, \Psi_{E'}(r)\, \mathrm{e}^{-iE't}\, \mathrm{d}E'. \tag{4}$$

On peut calculer le flux du vecteur courant pour les diverses voies et pour simplifier le prendre au point $r = 0$; d'où pour les flux

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{inc.}} &\simeq \left| \int f(E' - E)\, \mathrm{e}^{-iE't}\, \mathrm{d}E' \right|^2 \\ \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}\Omega}\alpha \to \beta &\simeq \left| \int f(E' - E)\, S_{\alpha\beta}(E', \Omega)\, \mathrm{e}^{-iE't}\, \mathrm{d}E' \right|^2. \end{aligned} \tag{5}$$

La section efficace moyenne (sur l'intervalle ΔE) habituellement considérée est alors donnée par

$$\frac{\mathrm{d}\bar{\sigma}}{\mathrm{d}\Omega}\alpha \to \beta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}t \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}\Omega}\alpha \to \beta}{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}t\, \Phi_{\text{inc.}}} = \frac{\int \mathrm{d}E'\, |f(E' - E)|^2\, |S_{\alpha\beta}(E', \Omega)|^2}{\int \mathrm{d}E'\, |f(E' - E)|^2}. \tag{6}$$

Pour définir la partie instantanée, il suffira de considérer les flux intégrés sur un intervalle τ à partir du passage du front d'onde ; τ étant petit devant tous les autres temps caractéristiques il suffit de prendre le flux à l'instant $t = 0$.

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\text{inst.}}}{\mathrm{d}\Omega}\alpha \to \beta = \frac{\left| \int \mathrm{d}E'\, f(E' - E)\, S_{\alpha\beta}(E', \Omega) \right|^2}{\left| \int \mathrm{d}E'\, f(E' - E) \right|^2}. \tag{7}$$

On vérifie immédiatement que si $\Delta E \ll \Gamma_p$, σ^{inst} devient identique à $\bar{\sigma}$: il n'y a pas de séparation entre partie instantanée et retardée.

Par contre si $\Delta E \gg \Gamma_p$ (et si $\Delta E \gg D$ pour avoir une séparation bien nette) on peut écrire :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\bar{\sigma}}{\mathrm{d}\Omega}\alpha \to \beta &\simeq \int_{\Delta E} |S_{\alpha\beta}(E', \Omega)|^2 \frac{\mathrm{d}E'}{\Delta E} = \overline{|S_{\alpha\beta}(E, \Omega)|^2} \\ \frac{\mathrm{d}\sigma^{\text{inst}}}{\mathrm{d}\Omega}\alpha \to \beta &\simeq \left| \int S_{\alpha\beta}(E', \Omega) \frac{\mathrm{d}E'}{\Delta L} \right|^2 = |\overline{S_{\alpha\beta}(E, \Omega)}|^2 \end{aligned} \right. \tag{8}$$

et

$$\bar{\sigma} = \sigma^{\text{inst.}} + \sigma^{\text{ret.}} \tag{9}$$

avec

$$\sigma^{\text{inst}} \simeq |\bar{S}|^2 \tag{10}$$

$$\sigma^{\text{ret}} \simeq \overline{|S - \bar{S}|^2} = \overline{|S|^2} - |\bar{S}|^2 \tag{11}$$

où l'on a mis en évidence une partie instantanée et une partie retardée [15] entre lesquelles il ne peut évidemment pas y avoir d'interférences si ΔE est convenablement choisi.

Il est clair qu'à haute énergie où les résonances se chevauchent largement, on peut s'attendre à ce que S n'ait plus que de lentes variations. La section efficace retardée tendra alors rapidement vers zéro.

L'interaction retardée. — Elle est difficile à calculer. Si des hypothèses analogues à celles qui ont souvent été faites pour le calcul de $\overline{|S|^2}$, (signes des G_p^β distribués au hasard), sont faites ici sur les éléments de matrice apparaissant dans l'expression de $\overline{|S - \bar{S}|^2}$, on obtient évidemment des résultats analogues donnant $\sigma^{\text{ret}}_{\alpha \to \beta} \simeq \sigma'_\alpha(C)\, \Gamma'_\beta / \Gamma'$ conforme à l'hypothèse d'indépendance. Cette contribution est prédominante aux très basses énergies (résonances très bien séparées) ; sa forme aux plus hautes énergies (résonances se chevauchant) est encore mal connue, mais devrait tendre rapidement vers zéro.

L'interaction instantanée élastique. — La détermination des paramètres qui régissent la diffusion élastique instantanée peut être considérée de deux points de vue :

1) A partir du *formalisme habituel* (*Lippman-Schwinger*) *des problèmes de diffusion* : Watson, Brueckner et ses collaborateurs ont remplacé le développement de Born habituel en puissances de l'interaction nucléon noyau par un développement

plus convergent où dans l'approximation d'ordre zéro, on tient compte d'une interaction moyenne nucléon noyau. Les termes d'ordre croissant de l'approximation de Born correspondent à l'interaction avec un nombre croissant de nucléons. Les premiers termes du développement montrent une convergence assez rapide et ne peuvent évidemment représenter qu'une partie « instantanée » de la réaction

2) A partir du *formalisme des réactions nucléaires* (*Kapur-Peierls*) ; ce qui est un point de vue plus phénoménologique et que nous allons un peu développer ([4]) :

La matrice S peut s'écrire sous la forme ([5])

$$S_{\alpha\beta} = \Big\{ \sum_{mm'} < \alpha m | \frac{1}{H - E} | \beta m' > \Phi^{\alpha}_{m}(R)\, e^{-ik_\alpha R}\, \Phi^{\beta}_{m'}(R)\, e^{-ik_\beta R} \Big\} - e^{-ik_\alpha R} \sin k_\alpha R\, \delta_{\alpha\beta} \quad (12)$$

de même, la matrice de collision relative à un simple potentiel $\widehat{V} = \overline{V} - iW$ s'écrit

$$\widehat{S} = \Big\{ \sum_{mm'} < m | \frac{1}{\widehat{H} - E} | m' > \Phi^{\alpha}_{m}(R)\, \Phi^{\alpha}_{m'}(R)\, e^{-2ik_\alpha R} \Big\} - e^{-ik_\alpha R} \sin k_\alpha R. \quad (13)$$

Nous poserons

$$\begin{cases} E - H = E - (T + V) = \bar{e} - u \\ u = V - \overline{V} \\ \bar{e} = E - (T + V) \end{cases} \quad (14)$$

où T et V sont respectivement l'énergie cinétique et l'interaction avec le noyau, de la particule incidente ; l'énergie du noyau cible est prise égale à zéro.

Si maintenant nous cherchons à représenter la partie instantanée de $S_{\alpha\alpha}$ par $\widehat{S}$, c'est-à-dire la diffusion élastique instantanée par la diffusion que produit un potentiel $\widehat{V}$ (que nous supposerons être un puits carré d'extension R et dont les paramètres sont à déterminer) nous devrons satisfaire la relation

$$\widehat{S} - \overline{S}_{\alpha\alpha} = \sum_{mm'} \Big\{ < \alpha m | \overline{\frac{1}{\bar{e} - u}} | \alpha m' > - < m | \frac{1}{\bar{e} + iW} | m' > \delta_{mm'} \Big\} \Phi^{\alpha}_{m}(R)\, \Phi^{\alpha}_{m'}(R)\, e^{-2ik_\alpha R} = 0. \quad (15)$$

Les $\Phi^{\alpha}_{m}(r)$ ont été pris de façon à diagonaliser l'énergie cinétique T (et par conséquent $T + \overline{V}$ et $T + \overline{V} - iW$). On aura ainsi

$$(E_m - i\Gamma_m/2 - T)\, \Phi^{\alpha}_{m}(r) = 0$$

où Γ_m est la largeur naturelle. L'introduction du potentiel entraîne un déplacement $\overline{V}$ de la position E_m des niveaux et un élargissement $2W$ de la largeur naturelle.

Si on fait l'hypothèse que dans (15) les termes non diagonaux en m ne contribuent pas (par exemple s'ils ont des signes répartis au hasard) alors $\overline{S}_{\alpha\alpha}$ sera bien représenté par $\widehat{S}$, en particulier si l'on a

$$< \alpha m | \frac{1}{\bar{e} + iW} - \overline{\frac{1}{\bar{e} - v}} | \alpha m > = 0 \quad (16)$$

en développant en puissance de u, la première approximation définit $\overline{V}$

$$< \alpha m | u | \alpha m > = 0 \qquad \overline{V}_\alpha = < \alpha | V | \alpha > \quad (17)$$

valeur moyenne de l'interaction ; le reste définit la partie imaginaire ([6]) qui est au moins du 2e ordre en u.

$$- iW_\alpha = < \alpha m | u \frac{1}{\bar{e} - uQ_{\alpha m}} u | \alpha m >$$
$$= < \alpha m | u \frac{Q_{\alpha m}}{\bar{e}} u + u \frac{Q_{\alpha m}}{\bar{e}} u \frac{Q_{\alpha m}}{\bar{e}} u + \dots | \alpha m > \quad (18)$$

où $Q_{\alpha m}$ est le projecteur $1 - |\alpha m > < \alpha m|$.

Cette partie imaginaire est nécessaire pour décrire les possibilités pour la particule incidente de disparaître soit dans d'autres voies (réaction), soit dans la partie retardée de la voie d'entrée et mesure par conséquent la fréquence des collisions conduisant à ces possibilités. D'ailleurs si $W \ll \overline{V}$ et si $K + i/l$ est le nombre d'onde dans le puits complexe $\widehat{V}$, c'est-à-dire

$$E - (\overline{V} - iW) = (K + i/l)^2/2M,$$

on obtient $K/Ml \simeq W$; ici l peut être interprété comme le libre parcours moyen et W est alors le nombre de collisions par seconde.

([4]) Pour les développements qui suivent voir C. Bloch [7], J. Bowcock [16], G. E. Brown, C. T. De Dominicis [17] et à paraître, *Proc. Phys. Soc.*, 1958.

([5]) Pour cela on développe les états Ψ_p sous la forme :

$$\Psi_p(\xi, r) = \sum_{\beta, m} < \beta m | p > \chi_\beta(\xi)\, \Phi^{\beta}_{m}(r)$$

où les $\Phi^{\beta}_{m}(r)$ sont un ensemble complet de fonctions propres à une particule satisfaisant à la même condition sur la surface R que les Ψ_p dans la voie β c'est-à-dire

$$\left(\frac{d}{dr} - ik_\beta\right) r\Phi^{\beta}_{m}(r)|_{r=R} = 0.$$

Avec ces notations $G^{\beta}_{p} = \left(\frac{k_\beta}{M}\right)^{1/2} \sum_m < p | \beta m > R\, \Phi^{\beta}_{m}(R)$ ce qui avec (2) donne (13) si l'on remarque que

$$\sum_p |p > \frac{1}{E_p - i\Gamma_p/2 - E} < p| = \frac{1}{H - E}.$$

(13) s'obtient d'ailleurs immédiatement si l'on utilise l'élégant formalisme de C. Bloch [7]. On laisse de côté l'antisymétrisation par rapport à la particule incidente, ainsi qu'un certain nombre de détails.

([6]) En fait W contient une petite partie réelle qui provoque un léger déplacement supplémentaire des niveaux.

Feshbach, Porter et Weisskopf [15] ont spectaculairement reproduit à l'aide de $\widehat{S}$ la section efficace élastique instantanée (et la section efficace totale moyenne fonction linéaire de $\bar{S}_{\alpha\alpha}$) avec en particulier les résonances géantes qui avaient été observées par Barshall [18] dans la diffusion des neutrons.

Ces résonances géantes de largeur $2W + \Gamma_m$ qui persistent tant que cette largeur est petite devant la distance des niveaux dans le puits $\widehat{V}$, traduisent l'existence des niveaux virtuels de $\widehat{V}$ et expriment le maintient en moyenne d'une structures de particules indépendantes. Ce caractère a été imposé en exigeant que $\bar{S}_{\alpha\alpha}$ soit représenté par le $\widehat{S}$ d'un potentiel avec une petite composante imaginaire. La présence d'une structure sous-jacente de particules indépendantes peut aussi s'exprimer de façon à peu près équivalente [19] en exigeant que statistiquement les niveaux du noyau composé soient concentrés autour des niveaux du système découplé α, m (plus précisément que les $< \alpha m | p >$ décroissent vite lorsque E_p s'éloigne de $E_{\alpha m} = E_m - \varepsilon_\alpha = E_m$).

L'existence de cette structure sous-jacente dans la diffusion moyenne à basse énergie a d'ailleurs la même origine que l'existence d'une structure en couche pour les noyaux. Dans les deux cas elle traduit la persistance d'un grand libre parcours moyen, malgré une forte interaction nucléon-nucléon, par un effet du principe d'exclusion de Pauli qui, interdisant la diffusion dans des états déjà occupés, en fait réduit considérablement l'interaction à l'intérieur des noyaux.

Interaction inélastique instantanée. — On peut également développer $\bar{S}_{\alpha\beta}$ en puissance de u ; si on tient compte du fait que la fonction d'onde $f_\beta(r)$ qui satisfait partout à $[T + \widehat{V}_\beta - (E - \varepsilon_\beta)] f_\beta(r) = 0$ s'écrit à l'intérieur du domaine $\mathcal{R}$

$$f_\beta(r) = -\frac{k_\beta}{2M} e^{-ik_\beta R} \sum_m \Phi^\beta_m(R) \frac{\Phi^\beta_m(r)}{E - E_{\beta m} + i(W_\beta + \Gamma_{\beta m}/2)} \tag{19}$$

on obtient immédiatement

$$\bar{S}_{\alpha\beta} = < \alpha f_\alpha | u + u \frac{Q_{\alpha\beta}}{e} u + u \frac{Q_{\alpha\beta}}{e} u \frac{Q_{\alpha\beta}}{e} u + \dots | \beta f_\beta > \tag{20}$$

(ici W_α satisfait à (18) mais W_β en diffère légèrement en ce que le projecteur Q_α doit être remplacé par $Q_{\alpha\beta} = 1 - |\alpha > < \alpha| - |\beta > < \beta|$).

Le premier terme n'est autre que le premier ordre de l'approximation de Born avec ondes distordues, couramment utilisé ([7]) ; ce premier terme pourra être important si $\chi_\alpha(\xi)$ et $\chi_\beta(\xi)$ étant bien représentées par le modèle en couche, $\chi_\beta(\xi)$ se déduit de $\chi_\alpha(\xi)$ par l'excitation d'un seul nucléon ; (si plusieurs nucléons sont excités, ce premier terme ne contribue pas et il faut prendre les termes suivants). On pourra également avoir une contribution si l'on passe de $\chi_\alpha(\xi)$ à $\chi_\beta(\xi)$ par une excitation collective ([8]).

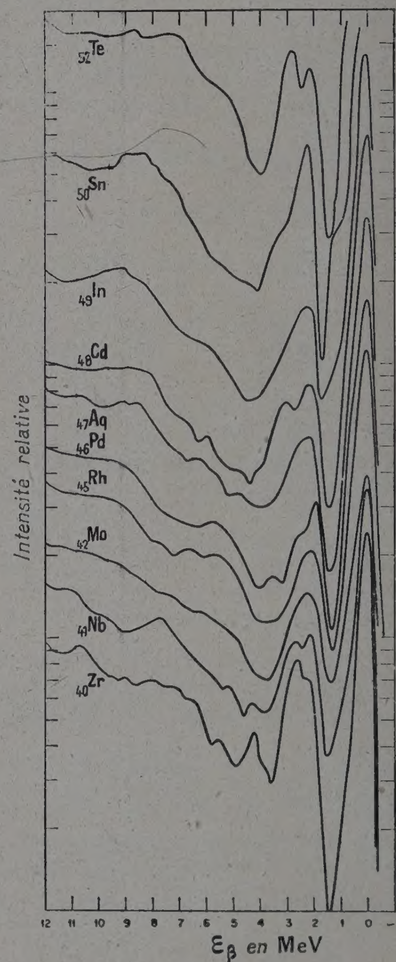


FIG. 5. — R. Cohen [22] diffusion inélastique de protons de 23 MeV ; en abscisse vers la gauche ε_β ; pour $\varepsilon_\beta = 0$ on a le pic élastique ; pour $\varepsilon_\beta = 2\text{-}3$ MeV un maximum remarquable.

On notera que le rayon des noyaux intermédiaires ($A \geqslant 40$) est déjà égal à plusieurs fois le libre parcours moyen des nucléons d'une dizaine de MeV ou de deuterons de quelques MeV, dans ces conditions f_α et f_β sont très rapidement amorties à l'intérieur et on se rapproche du modèle utilisé par Austern, Butler, McManus pour la diffusion inélas-

([7]) Par exemple C. Levinson, M. Banerjee, à paraître, *Annals of Physics* 1957.

([8]) C. De Dominicis à paraître, *Nucl. Phys.* 1958.

tique et par Butler [20] pour le stripping où l'interaction a lieu essentiellement à la surface.

Nous sommes maintenant en mesure d'interpréter la plupart des résultats qui étaient incompréhensibles dans l'optique de la seule hypothèse de Bohr :

a) Les distributions angulaires présenteront souvent une concentration en avant caractéristique des distributions de stripping : (figure 2 ; les α de 31,5 MeV ont une fonction d'onde qui n'existe pratiquement qu'à partir de la surface) ou tout simplement asymétrique (figure 3 ; les courbes théoriques ont été obtenues avec une partie réelle du potentiel anormalement faible : 2/3 de la valeur pour diffusion élastique) ; les déviations par rapport à la symétrie autour de $\pi/2$ s'interprètent donc aisément.

La nature même du niveau résiduel a atteindre joue évidemment un rôle décisif : si le fondamental est bien représenté par un modèle en couche, un niveau correspondant à l'excitation de plusieurs particules ou ayant une très faible composante dans les états excités d'une seule particule contribuera de façon négligeable à l'interaction instantanée et pourra relever de la partie retardée.

Tel pourrait être le cas [21] du niveau à 7,5 MeV de ^{12}C qui donne une distribution isotrope. Au contraire les niveaux à 4,4 et 9,4 MeV qui donnent un pic en avant et qui contribuent pour une intensité plus importante, pourraient être bien représentés par l'excitation d'une particule (*fig.* 4).

b) Les distributions en énergie dans les réactions inélastiques présenteront (*fig.* 1) une contribution due à l'interaction instantanée qui sera notable pour les faibles excitations où la contribution due à l'interaction retardée est négligeable (l'énergie la plus probable des particules évaporées étant de l'ordre de la température $T \simeq 1 - 4$ MeV elle correspond donc surtout à des états fortement excités du noyau résiduel). Le pic en avant observé pour les états peu excités du noyau résiduel s'explique alors naturellement puisqu'ils relèvent de l'interaction instantanée.

Les résonances géantes qui apparaissent dans les fonctions d'ondes distordues f_α et f_β devraient pouvoir être observées. Dans une distribution en énergie (à énergie incidente fixe) devraient apparaître, outre les résonances de f_β (qui s'estompent rapidement quand l'énergie sortante augmente), les résonances géantes caractérisant la densité des niveaux du résiduel (*fig.* 5).

c) Les rendements en particules chargées seront beaucoup plus grands en général que ceux prévus par la théorie de l'évaporation (où avec une barrière de potentiel de l'ordre de B MeV s'introduit un facteur $e^{-B/T}$ puisque les particules émises disposent en moyenne d'une énergie $T \simeq 1 - 4$ MeV). Avec l'interaction instantanée, l'énergie disponible peut être beaucoup plus grande et l'effet de barrière réduit d'autant.

d) Enfin l'image d'un processus s'effectuant en une seule interaction avec un nucléon du noyau rend également très bien compte du fait que par exemple les rendements en protons sont plus grands dans les réactions induites par des protons que dans celles induites par des neutrons, la particule incidente ayant une forte probabilité de ressortir, alors que cette probabilité est négligeable dans l'optique du noyau composé.

RÉFÉRENCES

[1] « Statistical aspect of the nucleus », Brookhaven Conference, January 1955.

[2] Friedman (F.) et Weisskopf (V.), « Niels Bohr and the development of Physics » (Londres, Pergamon Press, 1955).

[3] Peaslee (D.), *Ann. Rev. Nucl. Sc.*, 1955, vol. **5**.

[4] Bohr (N.), *Nature*, 1936, **137**, 344.

[5] Kapur (P.) et Peierls (R.), *Proc. Roy. Soc.*, 1938, A **166**, 277.

[6] Breit (G.) et Wigner (E.), *Phys. Rev.*, 1936, **47**, 519. Bethe (H. A.) et Placzeck (G.), *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 450.

[7] Bloch (C.), *Nucl. Phys.*, 1957, **4**, 503.

[8] Bethe (H. A.), *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 69. Thomas (R.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 224.

[9] Blatt (J.) et Weisskopf (V.), *Theoretical Nuclear Physics* (Wiley (J.), New-York, 1952), chap. VIII.

[10] Gugelot (P.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 424.

[11] Watters (H.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1763.

[12] Butler (S.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 271.

[13] Peelle (R.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1311.

[14] Feshbach (H.) et Hauser (W.), *Phys. Rev.*, 1952, **81**, 366.

[15] Feshbach (H.), Porter et Weisskopf (V.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 448.

[16] Bowcock (J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1957, A **90**, 515.

[17] Brown (G. E.) et De Dominicis (G.), *Proc. Phys. Soc.*, 1957, A **70**, 668, 681.

[18] Barshall, *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 431.

[19] Lane (A.), Thomas (R.) et Wigner (E.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 93. Peierls (R. E.), non publié.

[20] Butler (S.), *Phys. Rev.*, 1950, **70**, 1095.

[20] Butler (S.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1095. Austern (N.), Butler (S.) et McManus (H.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 350.

[21] Freemantle (R.), Gibson (W.) et Rotblat (J.), *Phil. Mag.*, 1954, **45**, 1200. Grave (A.), *Phil. Mag.*, 1954, **45**, 1205.

[22] Cohen (R.), *Phys. Rev.*, 1955, **105**, 1549.

SUR L'INTRODUCTION DES COORDONNÉES COLLECTIVES POUR LA DESCRIPTION DES NOYAUX

Par Maurice JEAN et Jean TOUCHARD,
Faculté des Sciences de Bordeaux et Laboratoire de Physique Nucléaire, Orsay.

Résumé. — L'explication du caractère collectif de certaines excitations est recherchée par la dérivation d'un hamiltonien collectif analogue à l'hamiltonien phénoménologique proposé par A. Bohr.

Abstract. — An attempt is made to account for the collective character of certain nuclear excitations by deriving the phenomenological Hamiltonian proposed by A. Bohr.

L'accumulation des données expérimentales sur les états excités des noyaux a contraint les théoriciens à rechercher l'explication du caractère collectif de certaines excitations en établissant un lien entre les paramètres de la dynamique collective et la structure individuelle.

La voie qui, dès les premiers travaux, a semblé le plus naturelle, a été celle de la recherche de la dérivation d'un hamiltonien collectif analogue à l'hamiltonien phénoménologique, proposé par A. Bohr [1]. Ce n'est certes pas la seule et il semble que des procédés n'introduisant pas explicitement des coordonnées collectives soient susceptibles de mettre en évidence le caractère collectif de certaines excitations nucléaires. En particulier la classification des états nucléoniques dans un potentiel d'oscillateur, reposant sur le groupe U_3 et due à Elliot [2] paraît prometteuse. La description phénoménologique de A. Bohr se révèle cependant commode pour l'analyse des données expérimentales et il nous semble que la dérivation d'un hamiltonien collectif peut fournir d'intéressantes indications. Nous voulons, à ce propos, présenter quelques remarques concernant une méthode générale [3] pour l'introduction des coordonnées collectives.

Nous considérons un système de A nucléons décrit par l'hamiltonien $H(x, p)$ où x et p désignent l'ensemble des variables canoniques des nucléons. Nous nous proposons de trouver une équation équivalente à l'équation aux valeurs propres :

$$H\Phi = E\Phi \tag{1}$$

qui fasse apparaître, à côté d'un hamiltonien intrinsèque, un hamiltonien collectif exprimé à l'aide de variables collectives α et π canoniquement conjuguées ($[\alpha, \pi] = i\hbar$) commutant avec les variables des nucléons. Puisque nous supposons qu'il existe des oscillations collectives du système il est naturel d'admettre qu'il est possible de définir, en fonction de x et p, des opérateurs Q et P obéissant aux relations :

$$\text{(a)}\ [Q, P] = i\hbar, \qquad \text{(b)}\ [Q, H] = \frac{i\hbar}{B} P, \qquad \text{(c)}\ [P, H] = -i\hbar CQ \tag{2}$$

où B est le paramètre d'inertie et C l'intensité de la force de rappel des oscillations collectives. Nous voulons maintenant exprimer les propriétés dynamiques contenues dans (2) par l'intermédiaire des variables collectives α et π. Pour cela nous considérons notre problème comme un cas particulier d'un problème plus vaste dans un espace de configuration élargi par l'introduction de la variable α. La condition supplémentaire :

$$\alpha\Psi(x\,;\,\alpha) = 0 \tag{3}$$

où Ψ est la nouvelle fonction d'onde, nous ramène au problème précédent en nous plaçant sur la multiplicité $\alpha = 0$. La résolution de l'équation aux valeurs propres (1) est équivalente à celle de :

$$H\Psi = E\Psi \tag{4}$$

qui est compatible avec (3) puisque $[\alpha, H] = 0$. Deux transformations canoniques successives $U_1 = \exp[(i/\hbar)\,\pi Q]$, puis $U_2 = \exp[-(i/\hbar)\,\alpha P]$ permettent d'écrire l'équation (4) sous la forme désirée qui est, explicitement :

$$\left\{\left[H(x, p) - \frac{1}{2B}P^2\right] + \left[\frac{\pi^2}{2B} + \frac{1}{2}C\alpha^2\right]\right\}\Psi(x\,;\,\alpha) = E\Psi(x\,;\,\alpha), \tag{5}$$

lorsqu'on tient compte de la contrainte imposée aux variables intrinsèques (x, p) par l'introduction d'un degré de liberté supplémentaire. Cette contrainte s'exprime par la condition supplémentaire qui devient (1) :

$$Q\Psi(x\,;\,\alpha) = 0. \tag{6}$$

On a ainsi une séparation complète des mouvements intrinsèques et des mouvements collectifs. Le premier crochet de (5) est l'hamiltonien intrinsèque et le second l'hamiltonien collectif. L'équation (5), qui ne fait que traduire les propriétés contenues dans (2), n'est pas complètement banale. Elle rappelle, en particulier, que pour la description

(1) On a, par ailleurs, $[Q, \mathcal{H}] = 0$, où $\mathcal{H}$ est l'hamiltonien entre parenthèses de (5). Ceci implique évidemment : $[Q, H \text{ intrinsèque}] = 0$.

des mouvements intrinsèques il est nécessaire de tenir compte du terme de recul $\frac{1}{2B} P^2$ et de la contrainte exprimée par (6). Un exemple simple est fourni par la séparation du centre de gravité (C. G.). Dans le modèle des couches (M. C.) on utilise un hamiltonien $H = \sum_{k=1}^{A} \frac{1}{2m} \vec{p}_k^{\,2} + V(\vec{x}_k.)$ qui n'est pas invariant par rapport aux translations et les états excités du M. C. peuvent contenir des excitations du mouvement du C. G. et par conséquent ne pas correspondre à de vrais états excités intrinsèques [4]. Pour examiner cette question dans le cadre du formalisme précédent, nous supposerons, pour fixer les idées, que $V(\vec{x}_k.) = \frac{1}{2} m\omega^2 \sum_{k=1}^{A} \vec{x}_k^{\,2}$.

Nous poserons $\vec{Q} = \frac{1}{A} \sum_{k=1}^{A} \vec{x}_k$ et $\vec{P} = \sum_{k=1}^{A} \vec{p}_k$. Les relations (2) sont alors satisfaites avec $B = mA$ et $C = mA\,\omega^2$. On voit donc d'après (5) que le C. G. est animé d'un mouvement de vibration harmonique décrit par l'hamiltonien collectif

$$H_{CG} = \frac{\vec{\pi}^2}{2mA} + \frac{1}{2} mA\,\omega^2 \vec{\alpha}^2$$

et dont la fréquence est encore ω. Les états intrinsèques sont décrits par $H_{int} = H(x, p) - \frac{1}{2mA} \vec{P}^2$ compte tenu de la condition supplémentaire $\vec{Q}\Psi = 0$. Il en résulte qu'en fait les fonctions d'ondes correspondant aux excitations intrinsèques sont en général des combinaisons linéaires des fonctions du M. C. Ces remarques peuvent être étendues, avec quelques complications, à d'autres types de potentiels. Un autre exemple intéressant est celui des vibrations dipolaires des protons par rapport aux neutrons (5). On pose alors

$$\vec{Q}_Z = \frac{1}{Z} \sum_{k=1}^{Z} \vec{x}_k, \qquad \vec{Q}_N = \frac{1}{N} \sum_{k=Z+1}^{A} \vec{x}_k,$$

$$\vec{P}_Z = \sum_{k=1}^{Z} \vec{p}_k \quad \text{et} \quad \vec{P}_N = \sum_{k=Z+1}^{A} \vec{p}_k$$

et l'on définit la variable dipolaire $\vec{q} = \vec{Q}_Z - \vec{Q}_N$ (²) et son moment conjugué $\vec{p} = \frac{1}{A} (N\vec{P}_Z - Z\vec{P}_N)$.

Ces deux dernières variables canoniques commutent avec $\vec{Q}$ et $\vec{P}$, ce qui assure la séparation des mouvements dipolaires et du C. G. Dans ces conditions (2a) et (2b) sont satisfaits avec $B = m\,NZ/A$. Pour un potentiel d'oscillateur (2c) est satisfaite avec $C = m\omega^2\,NZ/A$ et les mouvements dipolaires sont encore des vibrations harmoniques de fréquence ω.

Le potentiel d'oscillateur se prête à des illustrations académiques simples. Pour décrire la situation physique réelle il faut utiliser des potentiels réalistes, mais le traitement se complique vite, même dans le cas des vibrations dipolaires. De même pour la généralisation à d'autres types de mouvements collectifs (rotations par exemple) des complications apparaissent, liées au fait qu'il semble difficile de satisfaire exactement aux équations (2). Les deux transformations canoniques successives laissent subsister des termes résiduels qui couplent les deux types de mouvement [6]. L'analyse de l'importance de ces termes s'avère difficile.

(²) L'opérateur moment dipolaire électrique est proportionnel à $\vec{q}$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bohr (A.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1952, **26**, n° 14 ; pour une liste de rèférences sur la dérivation du modèle collectif voir par exemple : Bohr (A.) et Mottelson (B.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1955, **30**, n° 1.
[2] Elliott (J. P.), à paraître.
[3] Jean (M.) et Touchard (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1001.
[4] Elliott (J. P.) et Skyrme (T. H. R.), *Proc. Roy. Soc.*, 1955, **232** A, 561.
[5] Voir aussi Brink (P. M.), *Nucl. Phys.*, 1957, **4**, 215 et Fujita (J. T.), *Progress Theor. Physics*, 1956, **16**, 112.
[6] Voir aussi par exemple Miyazima et Tamura, *Progress Theor. Physics*, 1956, **15**, 255.

CALCUL DE L'INTERACTION DIRECTE DANS LA RÉACTION $^9Be(n-2n)^8Be$

Par Roger L. BALIAN et Vincent P. GILLET,
Service de Physique Mathématique, C. E. N. Saclay.

Résumé. — On calcule les sections efficaces correspondant à l'éjection d'un neutron (faiblement lié) du ^9Be par un neutron incident de 0 à 10 MeV, les deux particules étant soumises au potentiel moyen du noyau.

Abstract. — Cross sections are calculated for the knock-out process of the weakly-bound neutron of ^9Be by neutrons of 0-10 MeV, both particles being in the average potential of the nucleus.

La réaction $^9Be(n - 2n)^8Be$, pour des énergies du neutron incident comprises entre 0 et 10 MeV, peut se faire par les mécanismes suivants :

1. **Noyau composé.** — On considère généralement que c'est le seul mécanisme possible depuis le seuil jusque vers 4-5 MeV. Il y a formation du noyau composé $^{10}Be^*$ qui peut se désexciter soit

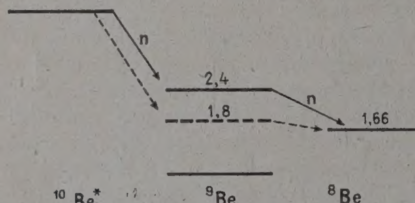


Fig 1.

en émettant 2 neutrons à la fois (ce cas est exclu, la largeur réduite correspondante étant très faible), soit en émettant un neutron d'abord ; le $^9Be^*$ formé se désexcite à son tour avec passage au ^8Be et émission du second neutron.

L'énergie des deux neutrons émis est bien définie, à la largeur des niveaux près.

2. **Interaction directe.** — On peut envisager deux cas :

a) Éjection d'un neutron lié par le neutron incident. On fait l'hypothèse que le noyau résiduel du ^8Be est dans l'état fondamental. Les deux neutrons sortants sont en interaction, mais n'ont pas d'état lié : la voie est à trois fragments. L'énergie des neutrons émis forme un spectre continu, et on peut définir les sections efficaces $d\sigma/d\omega_1 d\omega_2 dE_1$ (E_1 étant l'énergie du neutron émis dans la direction ω_1), $d\sigma/dE_1$ et σ.

b) Diffusion inélastique, menant vers l'un des niveaux métastables du ^9Be. Mais le niveau situé à 2,4 MeV est un niveau composé ; il a donc une probabilité faible d'être atteint par interaction directe. Le niveau situé à 1,8 MeV, dont l'existence est d'ailleurs discutée, peut être considéré comme un niveau $P\,1/2$ à une particule. Le traitement qui suit, dans lequel est introduit le potentiel moyen des autres particules, tient compte de toute façon des niveaux métastables à une particule.

Un caractère particulier de l'interaction directe pour le ^9Be est la faible énergie de liaison du dernier neutron (1,66 MeV), qui entraîne une grande extension dans l'espace de sa fonction d'onde. La section efficace, même à basse énergie, sera donc très forte. D'autre part, de grandes valeurs des moments angulaires vont intervenir, entraînant une forme complexe pour la distribution angulaire.

On calcule les sections efficaces instantanées en faisant les hypothèses suivantes : 1. La différence V entre l'interaction du neutron incident et du neutron éjecté et le potentiel moyen est à portée nulle. Il en résulte que les neutrons sortants sont dans l'état relatif S singlet. 2. L'interaction moyenne avec les autres nucléons est représentée par un potentiel complexe avec un rayon R correspondant au noyau ^9Be pour le neutron incident, ou au noyau ^8Be pour les neutrons sortants, et par un potentiel réel pour le neutron lié, ce qui équivaut d'ailleurs à prendre pour ^9Be un modèle à particules indépendantes antisymétrisées. Le puits de potentiel est pris à bords diffus en $1/1 + e^{(r-R)/a}$, avec couplage spin-orbite. 3. La section efficace est donnée par l'approximation des ondes déformées

$$\frac{d\sigma}{d\omega_1\, d\omega_2\, dE_1} = \frac{k k_1 k_2 m^2}{128\, \pi^5 E \hbar^4} |< \psi_f(\vec{k}_1 \vec{k}_2)|V|\psi_{in}(\vec{k}) >|^2$$

où ψ_{in} représente l'état stationnaire de diffusion inélastique initié dans la voie ($^9Be + n$) par un neutron de moment $\vec{k}$ et d'énergie E, et ψ_f l'état (avec ondes entrantes) initié dans la voie ($^8Be + n + n$) par deux neutrons de moments $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$. Ces ondes sont normalisées à la densité unité à l'infini.

On a fait les sommations correspondant à des particules non polarisées.

Les calculs, programmés sur IBM 650, sont actuellement en cours. Ils permettront de juger de la validité des courbes théoriques ne tenant compte que de l'hypothèse du noyau composé. Il est malheureusement très difficile de confronter ces résultats avec la réalité, les expériences connues à ce jour étant trop peu nombreuses et trop imprécises.

L'EXCITATION DU NIVEAU DE 4,43 MeV du ^{12}C PAR DES PROTONS D'UNE CENTAINE DE MeV

Par Mme P. BENOIST, MM. C. MARTY et P. MEYER,
Institut du Radium, Orsay et École Normale Supérieure, Paris.

Résumé. — La distribution angulaire des protons diffusés inélastiquement a été calculée en supposant pour la réaction un mécanisme d'interaction directe *a*) en approximation de Born, *b*) en tenant compte de l'influence du potentiel complexe sur les ondes des protons incidents et diffusés.

Abstract. — The angular distribution of inelastically scattered protons has been calculated assuming for the reaction a direct interaction process *a*) by Born approximation, *b*) by taking into account the distortion of the incoming and outgoing proton waves by a complex potential.

La section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ des protons diffusés inélastiquement avec excitation du niveau à 4,43 MeV du ^{12}C a été mesurée à 90 MeV [1] et à 185 MeV [2]. Les valeurs correspondantes ont été calculées [3] en supposant un mécanisme d'interaction directe pour la réaction et la validité du modèle à particules indépendantes pour décrire l'état fondamental 0^+ et le niveau 2^+ à 4,43 MeV du ^{12}C.

a) Approximation de « l'impulse » et de Born. — Le mécanisme d'interaction directe suggère l'emploi de l'approximation « impulse » pour étudier la collision [4]. Aux grandes énergies et pour les petits angles de diffusion $d\sigma/d\Omega$ peut alors s'exprimer à l'aide des éléments de la matrice de diffusion nucléon-nucléon dont les termes sont pondérés par des facteurs de forme nucléaires. Ceux-ci dans une transition $0^+ \to 2^+$ se réduisent à l'expression unique :

$$F(K) = \left| \int R_p^2(r)\, j_2(Kr)\, r^2\, dr \right|^2$$

où $\vec{K} = \vec{k} - \vec{k'}$ est le moment transféré au nucléon incident dans le système du centre de masse et $R_p(r)$ la fonction d'onde radiale du nucléon, lié dans un état p, qui subit la transition. C'est $F(K)$ qui détermine les caractéristiques principales de la distribution angulaire. $F(K)$ est pratiquement nul pour $\theta = 0^o$, passe par un maximum qui se déplace vers les petits angles quand l'énergie augmente et décroît ensuite continûment.

L'approximation de Born donne des résultats analogues. La valeur absolue de la section efficace dépend de la forme choisie pour l'interaction proton-nucléon et du mode de couplage utilisé pour décrire les états initial et final du ^{12}C dans le modèle à particules indépendantes. Sur la figure 1 sont indiquées, en trait plein la distribution angulaire expérimentale des protons de 185 MeV [2], en trait pointillé la section efficace différentielle calculée en approximation de Born. La normalisation est arbitraire.

Les valeurs absolues de $d\sigma/d\Omega$ à 20° sont données dans le tableau 1 pour une interaction nucléon-nucléon donnée par un potentiel gaussien.

TABLEAU 1

	Expériences [2]	Born		Ondes distordues	
	—	α	β	α	β
$\frac{d\sigma}{d\Omega}(20^o)$ en mb.ster^{-1}	5,8	11,5	31,7	2,95	8,10

α et β correspondent respectivement aux deux cas de couplage jj et LS. La valeur absolue de la section efficace au maximum ne dépend de l'énergie que par le facteur $k'/k \approx 1$.

Les effets liés aux forces d'échanges (force de Serber avec potentiel central) et à l'indiscernabilité entre le proton incident et les protons de la cible ont été étudiés. Leur importance diminue quand l'énergie incidente augmente. A 96 MeV ils ne modifient pas de façon appréciable la distribution angulaire pour des angles $\theta \leqslant 50^o$ mais fournissent la contribution principale au-delà de 90°.

b) Influence du potentiel complexe. — L'approximation de Born ne tient pas compte du fait que l'onde du nucléon incident est diffusée par l'ensemble du noyau et en partie absorbée pour donner lieu à d'autres réactions. Pour simuler cet effet nous avons calculé la section efficace différentielle en remplaçant, dans l'élément de matrice de l'approximation de Born, les ondes planes initiales et finales par les solutions $v_0^+(\vec{r_0})$ et $v_f^-(\vec{r_0})$ du problème de diffusion d'un proton par un potentiel complexe. Une expression analytique approchée pour les fonctions $v(\vec{r_0})$ a été calculée dans le cas d'un potentiel complexe ayant la forme d'un puits

carré de rayon R en utilisant la méthode de Schiff [5] valable à grande énergie et pour de petits angles de diffusion. Pour pouvoir effectuer les calculs numériques, des approximations supplémentaires ont dû êtres faites, dont l'importance diminue quand l'angle de diffusion augmente. Pour estimer l'importance de ces approximations le calcul exact a été effectué pour $\theta = 0°$. Les valeurs numériques obtenues sont indiquées par des cercles sur la figure 1, les valeurs absolues étant données par le tableau 1, pour un même choix de l'interaction nucléon-nucléon que dans l'approximation de Born. Le résultat du calcul exact à 0° est représenté par une croix. Comparée à l'approximation de Born, l'absorption de l'onde incidente par le potentiel complexe a pour effet de diminuer la valeur absolue de la section efficace mais ne change pratiquement pas la distribution angulaire entre 10° et 50° ; la courbe passerait par un minimum entre 0° et 10°. Toutefois, dans cette région, il faudrait probablement tenir compte aussi, dans la distorsion, du potentiel coulombien.

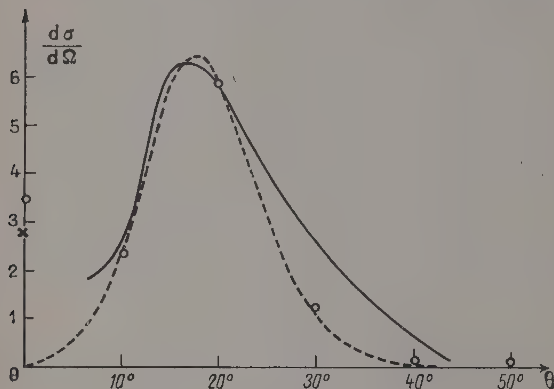


Fig. 1.

Les mêmes calculs ont été faits également pour l'excitation du niveau à 4,43 MeV du ^{12}C par les protons de 90 MeV [1]. Le calcul exact à 0° indique une erreur plus importante qu'à 185 MeV. Toutefois entre 10° et 50° la forme de la distribution angulaire diffère très peu de celle obtenue en approximation de Born. A 90 MeV, la valeur absolue de $d\sigma/d\Omega$ à 20° est environ 2,8 fois plus grande qu'à 185 MeV, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

Cette étude est une indication en faveur de la validité du mécanisme d'interaction directe pour décrire la diffusion inélastique vers l'avant des protons de grande énergie dans le cas d'une faible excitation du noyau cible.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Strauch (K.) et Titus (F.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 200.
[2] Tyren (H.) et Maris (Th. A. J.), *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 52. Tyren (H.) et al., *Nuclear Physics* (à paraître).
[3] Benoist (P.), Marty (C.) et Meyer (Ph.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1893 et 1957, **245**, 1389.
[4] Chew (G. F.) et Goldberger (M. L.), *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 778.
[5] Schiff (L. I.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 443.

INFORMATIONS

Enseignement de recherche aux utilisateurs de radioéléments. — *Durée du cours :* six semaines à raison de deux cours et quatre heures de travaux pratiques par jour.

Sections : a. Chimie, Physique, Applications industrielles. — *b.* Biologie. — *c.* Médecine.

Sessions en 1958. — Dates limites pour le dépôt des demandes :

1re Session, 19 mai au 28 juin, le 25 mars.

2e Session, 6 octobre au 15 novembre, le 15 juin.

Droits d'inscription. — Auditeurs réguliers, 25 000 F. Auditeurs libres, 10 000 F.

Les demandes de renseignements ou d'admissions doivent être adressées à :

Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires, Cours des radioéléments, C. E. N., Saclay, B. P. n° 2, Gif-sur-Yvette (S.-et-O.).

ESSAI D'ÉTUDE DE LA STRUCTURE DE ^{12}C UTILISANT LES DÉSINTÉGRATIONS GLOBALES $^{12}C(p, p')3\alpha$

Par A. SAMMAN et P. CÜER,
Laboratoire de Physique Corpusculaire de la Faculté des Sciences de Strasbourg.

Résumé. — L'étude détaillée d'une centaine de désintégrations bien mesurables permet de mettre nettement en évidence l'existence de chocs primaires (p-α, p') dans le noyau de ^{12}C. Les configurations expérimentales des produits du choc permettent de calculer l'énergie initiale de la particule α dans le noyau et d'établir approximativement le spectre de cette énergie. On calcule ensuite l'énergie contenue dans le barycentre du ^{8}Be restant après le départ de la première particule α et l'on obtient des valeurs vraisemblables de l'excitation.

Abstract. — The existence of primary collisions (p-α, p') in the ^{12}C nucleus is clearly demonstrated by a detailed study of about one hundred well-measurable events. The geometrical configurations of collision products gives the initial energy of the knocked-on α particle in the nucleus and the average spectrum of this energy. The remaining ^{8}Be nuclei have excitation energies that can be then computed and seem reasonable.

Introduction. — Les 106 étoiles qui font l'objet de cette étude et qui ont été relevées dans des plaques nucléaires G5 représentent des désintégrations de ^{12}C en trois α, produites par des protons mono-énergétiques de 180 et 340 MeV, exposées à Upsala et Berkeley. Après les avoir identifiées, grâce notamment aux bilans de l'énergie et de la quantité de mouvement, nous avons établi, dans le but d'élucider leur processus de désintégration, la distribution angulaire de toutes les particules α. Comme on trouve deux fois plus d'α éjectées dans la direction incidente que dans la direction opposée (phénomène non explicable par le seul processus d'évaporation), nous avons été amenés à envisager la succession de deux étapes : un choc quasi-élastique éjectant une α « préformée » vers l'avant ; une étape « d'évaporation » se réduisant en l'occurrence à la scission du ^{8}Be résiduel en deux α isotropes, dont une, en moyenne, sera émise vers l'avant et l'autre vers l'arrière. La comparaison détaillée des distributions angulaires des protons et des α sortant, responsables du choc primaire, aux deux énergies précitées, et l'étude du spectre de l'énergie laissée au barycentre de ^{12}C ont achevé de démontrer l'existence de ces deux étapes.

Mise en évidence du choc « p-α ». — Dans la majorité des étoiles, nous avons remarqué que les caractéristiques expérimentales (angulaire et énergétique) du proton sortant p' et d'une α de désintégration sont identiques (à 5° près pour le proton et 15° pour l'α) à celles que donne le calcul relativiste d'un choc proton-α au repos ; le choc nucléon-nucléon donnant quelques dizaines de degrés d'écart, il paraît légitime de penser que ces écarts angulaires pour p et α proviennent de l'énergie initiale que cette particule (désignée désormais par α_1) est censée posséder à l'intérieur du noyau. A partir des caractéristiques expérimentales (mesurées) de p' et α_1, nous avons calculé la résul-

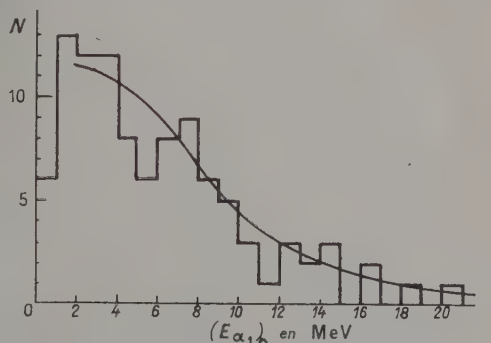


FIG. 1. — Spectre de l'énergie initiale de la particule α dans le noyau de ^{12}C.

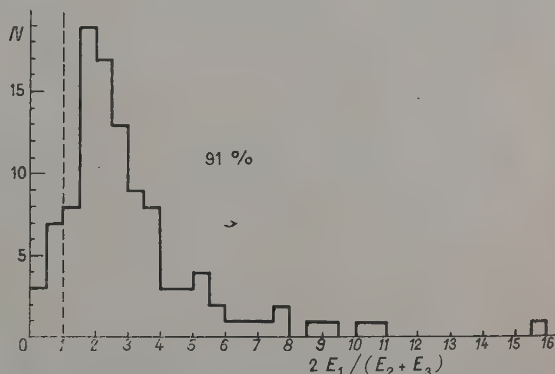


FIG. 2. — Distribution du rapport de l'énergie finale (mesurée) E_1 de α_1 sur la moyenne $(E_2 + E_3)/2$ de celle des deux autres.

tante de leurs quantités de mouvement ; la différence entre celle-ci et la quantité de mouvement du proton incident correspond précisément à l'énergie initiale $(E\alpha_1)_0$ de la particule choquée. Les valeurs de $(E\alpha_1)_0$ ainsi calculées sont assez faibles (généralement inférieures à 6 MeV). Nous avons alors étendu ce calcul à toutes les étoiles et établi alors le spectre de cette énergie que nous donnons dans la figure 1.

Sa forme générale est semblable à celle que l'on trouve et que l'on admet généralement pour le spectre des nucléons dans le noyau. Comme pour ces derniers, il semble possible d'admettre statistiquement ce spectre qui accorderait à la particule α une énergie parfois supérieure à son énergie de liaison (qui est ici de 7,4 MeV).

Nous signalons également que la valeur moyenne de $(E\alpha_1)_0$ déduite de ce graphique et qui est de 5,8 MeV ± 0,5 serait à rapprocher de la valeur de 6 MeV calculée par Herzenberg [1] à partir d'un modèle nucléaire à 3 α pour ^{12}C.

Il nous a semblé intéressant de comparer l'énergie finale E_1 (mesurée d'après le parcours dans l'émulsion) de α_1 à la moyenne $(E_2 + E_3)/2$ des deux autres α. Le résultat de cette comparaison (*fig.* 2) indique que ce rapport est supérieur à 1 dans 90 % des cas et qu'il atteint assez souvent de grandes valeurs. En tenant compte des valeurs de l'excitation et de la barrière de potentiel, ceci ajoute une preuve supplémentaire importante pour l'existence de chocs p-α, et est illustré d'une façon éloquente par les deux photographies de la figure 3.

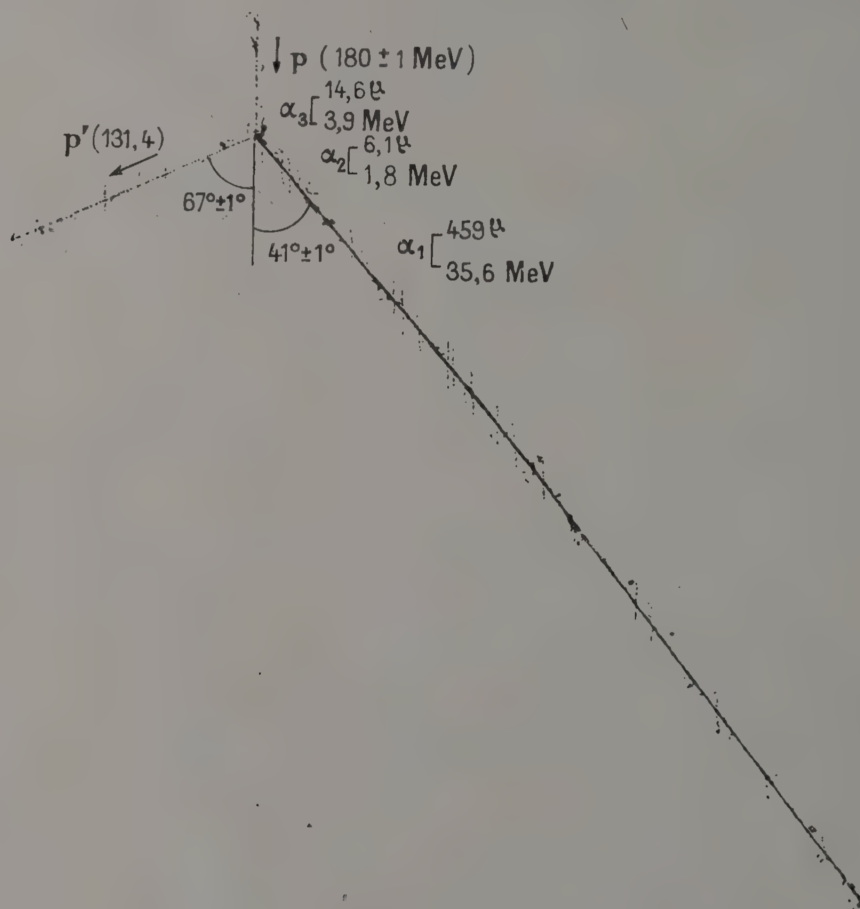


FIG. 3*a*. — $^{12}C + p \rightarrow p' + \alpha_1 + {}^8Be^* - 7{,}4$ MeV $(E\alpha_1)_0 = 7{,}3$ MeV ± 0,2 $^8Be^*(2{,}2 \pm 0{,}5) \rightarrow \alpha_2 + \alpha_3$.

Énergie « interne » du ^{8}Be résiduel. — Ayant identifié la première α expulsée de ^{12}C, nous avons été amenés à calculer à partir des deux autres, l'énergie contenue dans leur barycentre (excitation éventuelle du ^{8}Be résiduel). Nous y avons constaté les passages suivants : 4 % par le niveau fondamental, 25 % par le niveau de 3 ± 0,5 MeV, 16 % par le niveau de 10,8 ± 0,5 MeV et 36 %

par des niveaux supérieurs à 14 MeV. Ces niveaux sont unanimement admis par les différents expérimentateurs. Il apparaît également dans 19 % des passages par des niveaux compris entre 3 et 10,8 MeV. Ces niveaux étant encore controversés, leur apparition ici n'est pas de nature à confirmer d'une façon certaine leur existence pour un ^{8}Be indépendant, mais peuvent correspondre à un ^{8}Be faisant partie d'un ^{12}C dans son état fondamental.

Conclusion. — Dans le schéma corpusculaire classique du noyau, la mise en évidence de chocs directs p-α dans le noyau de ^{12}C constitue une preuve de l'existence d'une sous-structure instantanée dans les noyaux légers (au moins avec α), hypothèse avancée par P. Cuer en 1948 et 1950 [2] et reprise, après la publication de nos premiers résultats, en 1955 [3], par différents expérimentateurs comme explication possible de faits expérimentaux divers.

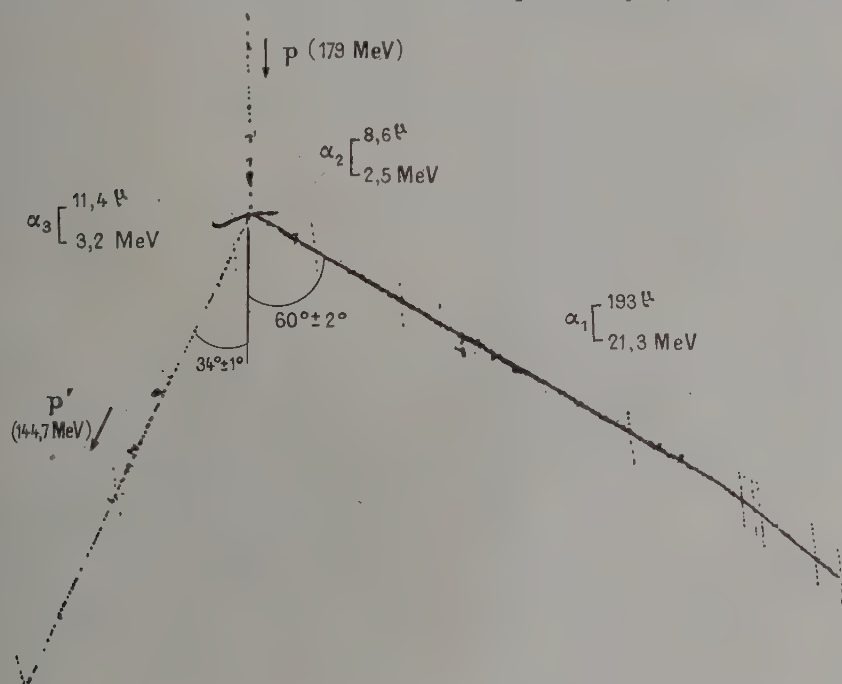


Fig. 3*b*. — $^{12}C + p \rightarrow p' + \alpha_1 + {}^{8}Be^* - 7{,}4$ MeV $(E\alpha_1)_0 = 1{,}8$ MeV $\pm$ 0,4 $^{8}Be^*(4{,}8 \pm 0{,}5) \rightarrow \alpha_2 + \alpha_3$.

Pour apprécier enfin l'importance quantitative du phénomène que nous avons étudié, nous signalons que les sections efficaces absolues minima de production de ces étoiles sont de 33 et de 22 millibarns, respectivement à 180 et 340 MeV, soit environ 10 % de la section inélastique globale pour laquelle d'autres expériences récentes [4] ont souligné le rôle important du passage par ^{12}C excité.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Herzenberg, *Thèse* (Manchester 1952),
[2] Colloque de M. de Broglie, 1948. Cüer (P.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 906.
[3] Cüer (P.), Combe (J.) et Samman (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 75.
[4] Strauch (K.) et Titus (F.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 200. Tyren (H.) et Maris (A. J.), Proc. Int. Conf. on nuclear Reactions, Amsterdam, 1956, 1171.

CORRÉLATION ANGULAIRE (γ, γ) DANS LA RÉACTION $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$

Par S. GORODETZKY, A. GALLMANN et M. CROISSIAUX,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — La résonance à 1 060 keV dans la réaction $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ a été étudiée. Trois corrélations angulaires γ — γ dans la cascade 8,34 MeV — 5,27 MeV — 0 ont été mesurées. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les valeurs $J = 3/2$ ou $J = 5/2^+$ pour le moment angulaire du niveau de 5,27 MeV.

Abstract. — The resonance at 1 060 keV in the $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ reaction has been investigated. Three angular correlations γ — γ in the cascade 8,34 MeV — 5,27 MeV — 0 have been measured. The experimental results agree with the values $J = 3/2$ or $J = 5/2^+$ for the angular momentum of the 5,27 MeV level.

La réaction $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$ présente plusieurs résonances. Celle de 1 060 keV aboutit au niveau excité de 8,34 MeV dans ^{15}O. Ce niveau peut se désexciter par rayonnement gamma soit directement vers le niveau fondamental, soit par l'intermédiaire des niveaux de 6,82 MeV ou 5,27 MeV [1]. Nous avons étudié des corrélations (γ, γ) par le niveau de 5,27 MeV.

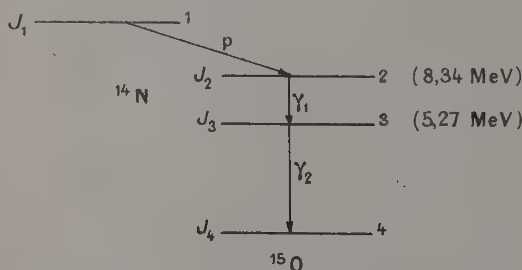


FIG. 1.

On sait que dans le cas d'une réaction p — γ — γ, la corrélation angulaire γ — γ dépend du plan de détection choisi, quand le moment angulaire du niveau 2 est supérieur à 1/2. Nous avons mesuré les corrélations angulaires γ — γ suivantes :

1) *Dans un plan perpendiculaire au faisceau des protons incidents.* — Le compteur fixe est alors toujours à 90° par rapport au faisceau, et la corrélation angulaire W_H ne dépend que de l'angle θ que forment entre elles les directions d'émission des deux rayonnements gamma.

2) *Dans un plan contenant le faisceau.* — Le compteur fixe peut occuper n'importe quelle position. Nous l'avons choisie dans la direction des protons incidents et mesuré dans ces conditions :

a) la corrélation angulaire W_{γ_1} pour laquelle le premier rayonnement gamma de la cascade (3,07 MeV) est émis parallèlement au faisceau ; le compteur mobile détecte le deuxième rayonnement gamma (5,27 MeV) ;

b) la corrélation angulaire W_{γ_2} pour laquelle le deuxième rayonnement gamma (5,27 MeV) est émis parallèlement au faisceau.

Ces corrélations angulaires ont été mesurées à l'aide d'un spectromètre à coïncidences de type lent-rapide [2] ; les analyseurs d'impulsions des canaux latéraux fonctionnaient en discriminateurs. Les spectres de coïncidences étaient enregistrés sur un analyseur d'impulsions à vingt canaux. La cible de NTa utilisée a été obtenue en chauffant

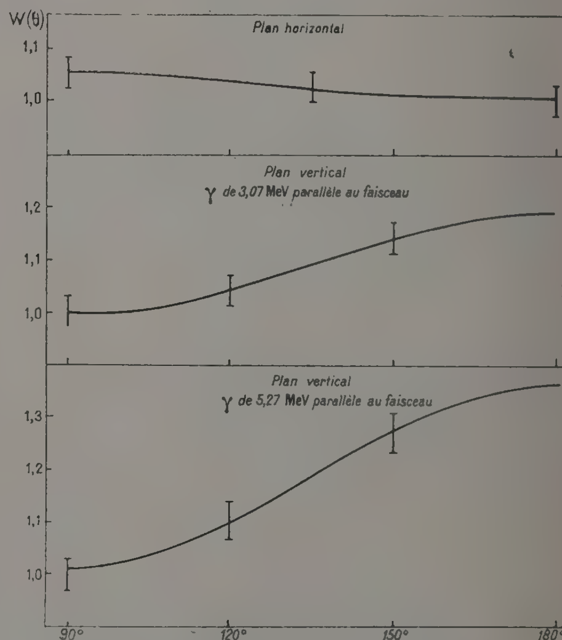


FIG. 2. — $^{14}N(p\gamma)^{15}O$ $E_p = 1\,060$ keV.
Corrélation angulaire par le niveau de 5,25 MeV.

une feuille de tantale de 2/10 mm d'épaisseur à environ 1 500 °C, dans une atmosphère d'azote naturel pendant quelques minutes. Les dimensions du porte-cible étaient réduites au minimum. De cette manière, l'absorption des rayonnements en cascade variait peu entre la position où l'absorption était minimum et celle où elle était maximum.

La figure 2 montre les points expérimentaux pour les trois corrélations angulaires. Les courbes en plein sont obtenues par la méthode des moindres carrés. Toutes corrections faites les corrélations angulaires peuvent s'exprimer par :

$$W_H = 1 - (0.03 \pm 0.03)\, P_2 (\cos \theta) - (0.006 \pm 0.050)\, P_4 (\cos \theta)$$

$$W_{\gamma_1} = 1 + (0.13 \pm 0.03)\, P_2 (\cos \theta) + (0.015 \pm 0.066)\, P_4 (\cos \theta)$$

$$W_{\gamma_2} = 1 + (0.23 \pm 0.04)\, P_2 (\cos \theta) - (0.026 \pm 0.080)\, P_4 (\cos \theta)$$

On voit que dans les trois cas les termes en $P_4 (\cos \theta)$ peuvent être considérés nuls.

Pour l'interprétation de ces résultats nous avons fait les calculs pour les valeurs suivantes du moment angulaire du niveau de 5,27 MeV :

$$J_3 = 3/2^-, \quad 3/2^+, \quad 5/2^-, \quad 5/2^+.$$

Pour les trois premiers cas, les calculs ont pu être faits de la façon la plus générale en tenant compte :

1) d'un mélange possible d'ondes s et d pour les protons (coefficient de mélange ε réel compris entre $-\infty$ et $+\infty$) ;

2) de la proportion t du channel spin 1/2 du niveau fondamental de ^{14}N, la proportion du channel spin 3/2 étant alors $(1 - t)$ $(0 \leqslant t \leqslant 1)$;

3) d'un mélange possible (δ_1 ou δ_2) des multipolarités des rayonnements γ_1 ou γ_2.

Nous avons tenu compte en outre de la relation entre t et ε obtenue par l'étude de la distribution angulaire du rayonnement gamma allant du niveau de 8,34 MeV au niveau fondamental de ^{15}O [3], ainsi que des données sur les moments angulaires connus des autres niveaux :

$J_1 = 1^+$ [4]
$J_2 = 3/2^+$ [3], [5]
$J_4 = 1/2^-$ (noyau miroir de ^{15}N).

Seules les valeurs $3/2^+$ et $3/2^-$ peuvent expliquer à la fois les trois corrélations angulaires trouvées [6]. On n'arrive cependant à accorder l'ensemble des trois paramètres que d'une façon imparfaite.

Pour la valeur $J_3 = 5/2^+$, les calculs n'ont pas pu être faits de façon aussi générale, car en plus des paramètres ε et t, ils font intervenir à la fois δ_1 et δ_2. Nous nous sommes limités au cas où $\delta_2 = 0$. Dans ces conditions si l'on ajuste les paramètres de façon à obtenir les valeurs trouvées expérimentalement pour les coefficients de $P_2 (\cos \theta)$ les coefficients de $P_4 (\cos \theta)$ ne peuvent ni être annulés ni devenir petits. Dans ces hypothèses de calculs, la valeur $J_3 = 5/2^+$ ne peut être retenue. Nous ne pouvons cependant éliminer *a priori* cette valeur si l'on prend δ_2 différent de zéro.

En conclusion, les valeurs $J_3 = 3/2^-$, $3/2^+$ et éventuellement $5/2^+$ peuvent expliquer les corrélations angulaires mesurées. A noter que la valeur $J_3 = 3/2^-$ pour le moment angulaire du niveau de 5,27 MeV, expliquerait le mieux les intensités relatives des rayonnements gamma trouvées par Li [1].

Les calculs ont été faits en supposant que le niveau de 5,27 MeV est un niveau simple. Or le noyau miroir ^{15}N présente dans cette région d'énergie deux niveaux séparés de 30 keV [7]. On peut admettre qu'il en est de même pour ^{15}O et que par conséquent nous avons mesuré la somme de deux corrélations angulaires. A moins de connaître les intensités relatives des deux cascades il est difficile sinon impossible d'analyser les corrélations angulaires trouvées. L'accord imparfait des paramètres signalé plus haut pourrait alors provenir de la présence du doublet.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Li (C. W.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1084 A.
[2] Gorodetzky (S.), Gallmann (A.), Croissiaux (M.) et Armbruster (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 62.
[3] Gorodetzky (S.), Gallmann (A.), Croissiaux (M.) et Armbruster (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1759. Gorodetzky (S.), Gallmann (A.), Croissiaux (M.) et Armbruster (R.), *Nuclear Physics*, 1957, **4**, 112.
[4] Ajzenberg (F.) et Lauritsen (T.), *Rev. Mod. Physics*, 1955, **27**, 77.
[5] Hagedorn (F. B.), Mozer (F. S.), Webb (T. S.), Fowler (W. A.) et Lauritsen (C. C.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 219.
[6] Gallmann (A.), *Thèse*, juillet 1957, Strasbourg.
[7] Malm (R.), Buechner (W. W.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 771.

L'ASYMÉTRIE DES INTERACTIONS FAIBLES

Par Roger NATAF,
Collège de France, Orsay.

Résumé. — On rappelle, avec des exemples de Mécanique et d'Électrodynamique classiques, les définitions de l'invariance par symétrie spatiale, de la « parité intrinsèque », et de la parité orbitale.

— On examine ensuite, en Mécanique quantique, les possibilités de parités intrinsèques pour les particules de spin 0, et 1/2 de masse propre non nulle, ou nulle (neutrino). On indique la théorie de Weyl du neutrino.

— Enfin, on rappelle le traitement quantique des processus d'émission et d'absorption, et on donne le théorème de conservation de la parité totale dans le cas où l'interaction est invariante par P (symétrie spatiale).

— Les expériences de C. S. Wu et al., de Garwin et al., suggérées par la théorie de Lee et Yang sont décrites.

— En conclusion, les expériences montrent la non-invariance par P et par C (conjugaison de charge) dans les interactions faibles. On rappelle le théorème de Lüders-Pauli, et indique l'hypothèse de Landau sur la PC invariance.

Abstract. — With examples from classical Mechanics and Electrodynamics, the definitions of invariance by space symmetry, of " intrinsic parity ", and of orbital parity are recalled.

— Then in quantum Mechanics, are discussed the possible values of intrinsic parity for spin 0 particles, and for spin 1/2 particles, with non-vanishing, or with vanishing (neutrino) rest mass. The Weyl (two component) theory of the neutrino is given.

— Finally, the quantum field treatment of emission and absorption processes is reminded, and the parity conservation theorem is given for P (spatial symmetry) invariant interactions.

— The experiments of C. S. Wu et al., and of Garwin et al., suggested by the Lee-Yang theory, are described.

— In conclusion, the failure of P and C (charge conjugation) invariance for weak interactions is shown to come from experimental evidence. The Lüders-Pauli theorem is mentioned, and the Landau hypothesis on PC invariance is given.

Introduction. — Au mois de janvier dernier, on a eu la preuve expérimentale que certains principes de la physique n'étaient pas aussi universels qu'on l'avait cru jusque là.

On croyait jusqu'à cette date que les équations de la physique étaient toutes invariantes par renversement du sens des axes : dans la nature, il n'y avait pas de différence absolue entre un trièdre droit et un trièdre gauche. On connaissait certes en chimie organique des corps droits et des corps gauches, mais ceux-ci se forment avec un rendement égal dans toutes les synthèses et les grandeurs résultant de leur asymétrie (pouvoir rotatoire) ont des valeurs exactement opposées pour le corps droit et le corps gauche. En biologie, les espèces chimiques soit droites, soit gauches sont favorisées, mais on admet que cela résulte de conditions initiales asymétriques, d'ailleurs inconnues, dans la formation des premiers êtres vivants.

En mécanique quantique, le principe général d'invariance par renversement du sens des axes (ou encore par symétrie spatiale), conduit au principe de « conservation de la parité » et la violation du principe général entraîne donc la « non-conservation de la parité ».

Il nous paraît utile de préciser la signification du principe d'invariance par symétrie spatiale, et la notion quantité de parité.

I. L'invariance par symétrie spatiale et la « parité » en physique classique. — 1) Quand on change les sens des axes de référence, passant du trièdre $Oxyz(\mathfrak{T})$ à $Ox'y'z'(\mathfrak{T}')$, il faut évidemment dans les équations remplacer les coordonnées x, y, z, d'un point quelconque par :

$$-x' = x, \quad -y' = y, \quad -z' = z.$$

Pour toute autre grandeur qui y figure, ses composantes X_i relatives à $\mathfrak{T}$ (si elle a un caractère vectoriel, ou plus généralement, tensoriel) doivent aussi être remplacées en fonction des composantes X'_i relatives à $\mathfrak{T}'$. La correspondance entre les X_i et les X'_i dépend de la nature de cette

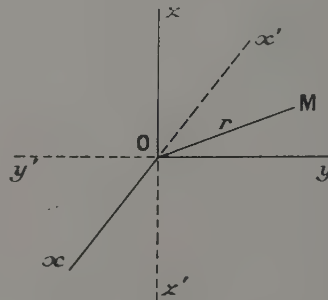


Fig. 1.

grandeur, et elle est déterminée par ses relations avec les grandeurs géométriques.

Ainsi, en mécanique classique, les composantes de la vitesse $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$ se comportent comme celles (xyz) du vecteur $\mathbf{r} = \overrightarrow{OM}$; il en est de même pour celles du vecteur impulsion $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$. On dit que $\mathbf{v}$, $\mathbf{p}$ sont des *vecteurs polaires* (ou vrais vecteurs). En électrodynamique, la densité de courant $\mathbf{j} = \rho\mathbf{v}$ (ρ densité de charge) est aussi un vecteur polaire, puisque rien n'indique jusqu'ici que la charge électrique ne soit pas un scalaire [1], il en est de même pour le champ électrique $\mathbf{E}$ qui accélère une charge e suivant la relation

$$e\mathbf{E} = \frac{d\mathbf{p}}{dt}. \tag{1}$$

Cependant, on sait que toutes les grandeurs vectorielles ne sont pas des vecteurs polaires. Avant d'en rappeler des exemples, remarquons que les expressions des diverses grandeurs pouvant figurer dans les équations dépendent de $x'y'z'$ comme elles dépendraient de xyz si l'on changeait les signes de ces quantités ($x, y, z, \to -x, -y, -z$) c'est-à-dire si l'on remplaçait tout point M par son symétrique par rapport à O, centre de coordonnées. Au lieu de passer du trièdre droit au trièdre gauche, nous pouvons donc effectuer une symétrie par rapport à O, que nous pouvons prendre en un point quelconque, *en effectuant sur les composantes X_1 les transformations correspondantes* (par exemple : changer de sens les vecteurs polaires). Considérant alors un point matériel décrivant une orbite circulaire d'un mouvement uniforme, on voit en prenant pour O le centre de ce cercle, que le moment cinétique $\mathbf{L} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p}$ n'est pas modifié par cette symétrie ($\mathbf{p}$ se comportant comme $\mathbf{r}$). De même, en considérant un courant circulaire dont O est le centre, on voit que le champ $\mathbf{H}$ qu'il y produit n'est pas modifié ($\mathbf{i}$ se comportant comme $\mathbf{r}$)

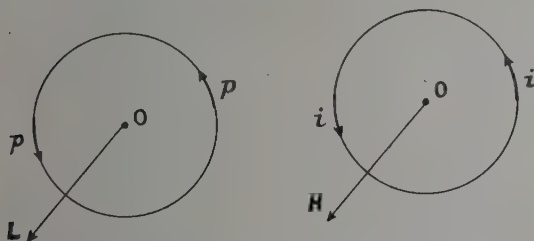


Fig. 2. — **L** et **H** sont les vecteurs axiaux.

Avec ces modifications des diverses composantes quand on passe de $\mathfrak{T}$ à $\mathfrak{T}'$, les équations de la mécanique et de l'électrodynamique s'écrivent de la même manière dans les deux systèmes. En réalité, nous avons choisi ces modifications pour que les équations fondamentales, comme (1), s'écrivent de même. Pour l'électrodynamique, on le voit rapidement sur les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \text{rot } \mathbf{H} = \dfrac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j} \, ; & \text{div } \mathbf{H} = 0 \\ \text{rot } \mathbf{E} = -\dfrac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \, ; & \text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho \end{cases} \tag{2}$$

(dans un système où $c = 1$).

Remarquant que les dérivées d'une grandeur f :

$$f = f(xyz) = f(-x', -y', -z')$$

par rapport aux coordonnées xyz et $x'y'z'$ sont liées par :

$$\frac{\partial f}{\partial x}(x, \ldots) = -\frac{\partial f}{\partial x'}(-x' \ldots) \text{ etc...},$$

on voit que les équations dans $\mathfrak{T}'$ s'écrivent bien :

$$\begin{cases} \text{rot}' \, \mathbf{H}' = \dfrac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j}' \, ; & \text{div}' \, \mathbf{H}' = 0 \\ \text{rot}' \, \mathbf{E}' = -\dfrac{\partial \mathbf{H}'}{\partial t} \, ; & \text{div}' \, \mathbf{E}' = 4\pi\rho \end{cases} \tag{3}$$

à condition de prendre : $E'_x = -E_x$, etc..., comme $j'_x = -j_x$, et $H'_x = H_x$, etc...

L'énoncé précis du principe [2] est donc le suivant : Quand on passe du trièdre droit $\mathfrak{T}$ au trièdre gauche $\mathfrak{T}'$, il est possible de définir les nouvelles composantes X'_1 d'une grandeur quelconque en fonction linéaire des anciennes X_1, de manière que les équations soient les mêmes dans $\mathfrak{T}$ et $\mathfrak{T}'$. Pratiquement, en physique classique, ces relations sont toujours $X'_1 = \pm X_1$. Le principe apporte d'ailleurs d'importantes restrictions aux équations autres que celles qui ont conduit à définir les X'_1.

On sait qu'une symétrie par rapport à un centre O est le produit d'une symétrie par rapport à un plan passant par O, et d'une rotation de 2π autour d'un axe perpendiculaire à ce plan passant par O. Compte tenu de l'invariance par rotation, l'invariance par symétrie spatiale équivaut donc à l'*invariance par réflexion*.

2) La notion de parité. — *a*) Pour les grandeurs dont les composantes $X'_1 = -X_1$, comme les vecteurs polaires, nous *pouvons dire* que la « *parité intrinsèque* » est -1 ; pour celles dont les composantes $X'_1 = +X_1$ nous pouvons dire qu'elle est $+1$.

Si nous avons une grandeur définie en chaque point de l'espace, formant un champ, cette parité intrinsèque est liée seulement à sa nature, non à la structure du champ dans l'espace.

(1) Non un pseudo-scalaire qui changerait de signe quand on passe de un $\mathfrak{T}$ à $\mathfrak{T}'$.

(2) Énoncé tout à fait analogue à celui de l'invariance par rotation, et à celui de l'invariance de Lorentz.

b) Une autre propriété qui dépend de cette structure dans l'espace est utile, surtout en physique quantique, c'est la relation entre les $X'_i(-x', -y', -z')$ et les $X'_i(x', y', z')$.

Pour une fonction f quelconque des coordonnées, on peut avoir les deux cas suivants particulièrement simples :

$f(-x', -y', -z') = f(x'\,y'\,z')$: la fonction est *paire*.
$= -f(x'\,y'\,z')$: la fonction est *impaire*.

Si nous effectuons une symétrie de centre O, nous devons, suivant les conventions indiquées au § 1) :

1° faire la substitution $X_i(xyz) \to \varepsilon X_i(xyz)$, ε étant la parité intrinsèque ± 1 ; cette opération ne dépend pas de la position de O ;

2° faire aussi la substitution

$$\varepsilon X_i(xyz) \to \varepsilon X_i(-x, -y, -z).$$

Si O est convenablement choisi, la structure spatiale du champ peut être particulièrement simple :
(4) $X_i(-x, -y, -z) = \pm X_i(xyz) \equiv \varpi X_i(xyz)$
où l'on peut appeler ϖ la *parité orbitale* relative à O.

Ainsi, en électrodynamique, si O est le centre d'un 2^l pôle électrique rayonnant, les composantes de **H** sont, en coordonnées sphériques autour de O (*fig.* 3) des $Y_l(\theta, \varphi)\, f_l(r)$ de parité orbitale $(-1)^l$.

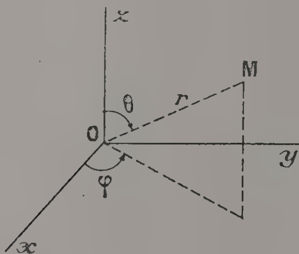


Fig. 3.

Il résulte des équations de Maxwell [2] que la parité orbitale de **H** est opposée à celle de **E**.

Supposons par exemple que les composantes de **H** soient *impaires* (l impair) ; effectuons dans la 2e équation la substitution

$$xyz \to -x, -y, -z :$$

$$(\text{rot } \mathbf{E})(-\mathbf{r}) = -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}(-\mathbf{r})$$

où : $\mathbf{H}(-\mathbf{r}) = -\mathbf{H}(\mathbf{r})$

comme $(\text{rot } \mathbf{E})(-\mathbf{r}) = -(\text{rot } \mathbf{E})(\mathbf{r})$;

on a bien : $\mathbf{E}(-\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r})$.

Des équations qui lient **E** et **H** on déduit aussi bien que les parités orbitales et les parités intrinsèques sont opposées, de sorte que le produit $\varepsilon\varpi$ est le même pour toutes les composantes de **E** et de **H**.

D'ailleurs, on sait qu'une transformation de Lorentz mêle les composantes de **E** et de **H** : dans le cadre de la relativité, ces composantes sont celles d'une seule grandeur (tenseur électromagnétique, du 2e ordre). En raison de cette ambiguïté de la notion de « grandeur » considérée jusqu'ici, nous généraliserons les relations $X'_i = \varepsilon X_i$ avec $\varepsilon = \pm 1$ en $X'_i = \varepsilon_i X_i$, (5)
ε_i dépendant de la composante.

Toutes les composantes X_i de la ou des grandeurs (suivant le cadre où l'on se place) étant liées par des équations analogues à (2), les produits $\varepsilon_i\,\varpi_i$ sont les mêmes pour toutes les composantes, quand les parités orbitales ϖ_i sont définies.

II. **Invariance par symétrie et parité en physique quantique.** — 1) Particules libres (dans des champs extérieurs donnés). — En mécanique quantique, à chaque « état » d'une particule correspond une « fonction d'onde » analogue à une grandeur de champ classique ; le nombre de ses composantes ψ_i correspond au nombre des états de spin possibles. Aux grandeurs mécaniques classiques correspondent des opérateurs, opérant sur les $\psi_i(xyz)$ ayant les mêmes propriétés de transformation en particulier par symétrie, que ces grandeurs ; il en résulte des « valeurs moyennes » ayant aussi les mêmes propriétés.

Ainsi, à l'impulsion **p** correspond $\hbar\vec{\nabla}/i$ ($\vec{\nabla}$ désignant le $\overrightarrow{\text{grad}}$) ou, dans un système d'unités tel que $\hbar = c = 1$: $\mathbf{p} \to -i\vec{\nabla}$, et de même :

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p} \to -i\,\mathbf{r} \wedge \vec{\nabla}.$$

Au spin **S** correspondent aussi des opérateurs S_x, S_y, S_z dont les valeurs moyennes : $\sum_i \psi_i^* S_x \psi_i$, etc... sont invariantes par symétrie (**S** vecteur axial comme **L**).

a) Particules de spin entier (Bosons). — 1° Le cas le plus simple est celui du spin O (mésons π et K) ; la fonction d'onde a une seule composante obéissant à l'équation de Klein-Gordon :

$$(p^2 - W^2 + m_0^2)\,\varphi = 0 \qquad (6)$$

($p^2 = -\nabla^2$, W énergie d'un état stationnaire).

Quand on passe de $\mathfrak{T}$ à $\mathfrak{T}'$, (6) s'écrit de même, mais on peut remplacer φ par $\varphi' = \eta\varphi$ [3], où η est un facteur de phase quelconque ; en fait, en répétant l'opération on revient à $\mathfrak{T}$, d'où

$$\eta^2 = 1 \to \eta = \pm 1.$$

On dit que η est la parité intrinsèque de la particule. Si la parité orbitale ϖ est définie, la parité totale est :

$$\Pi = \eta\varpi. \qquad (7)$$

[3] En effet la solution de (6) est définie à un facteur près qui, lorsqu'elle est normée, est de module 1.

Pour : $\eta = +1$, φ est scalaire

$\eta = -1$, φ est pseudo-scalaire

(6) ne permet pas d'en décider ; seul le couplage du champ φ avec d'autres permet de préciser η.

Pour le champ électromagnétique aussi les valeurs des ε_i ont été déterminées par le couplage avec les particules chargées (équation (1) ou terme $4\pi\,\mathbf{j}$ de (2)). En l'absence de ce couplage ($\mathbf{j} = 0$) seul le *signe relatif* des ε_i pour **E** et **H** est déterminé par (2).

2° La seule particule connue de spin 1 est le photon, de masse au repos nulle. Le champ associé est le champ électromagnétique pour lequel les ε_i sont bien connus. Mais, comme ils peuvent avoir deux valeurs opposées, la difficulté est de choisir la parité intrinsèque du photon : celle de **E** ou celle de **H** par exemple.

Cette ambiguïté semble exister dans tous les cas où la fonction d'onde a plusieurs composantes de parités différentes. En réalité, on peut définir la valeur de la parité intrinsèque toutes les fois que la masse au repos n'est pas nulle (cf. § *b* suivant).

La parité totale $\Pi = \varepsilon_i\,\varpi_i$ est toujours définie quand les parités orbitales ϖ_i le sont.

b) Particules de spin 1/2 (Fermions). — Ce sont toutes les particules stables sauf le photon.

En général, la fonction d'onde doit avoir 4 composantes satisfaisant, lorsque la particule est libre, aux équations de Dirac :

$$(8)\quad \begin{cases} \left.\begin{array}{l}(W + m_0)\,\psi_1 + (p_x - ip_y)\,\psi_4 + p_z\,\psi_3 = 0\\ (W + m_0)\,\psi_2 + (p_x + ip_y)\,\psi_3 - p_z\,\psi_4 = 0\end{array}\right\} & (8a)\\ \left.\begin{array}{l}(W - m_0)\,\psi_3 + (p_x - ip_y)\,\psi_2 + p_z\,\psi_1 = 0\\ (W - m_0)\,\psi_4 + (p_x + ip_y)\,\psi_1 - p_z\,\psi_2 = 0\end{array}\right\} & (8b)\end{cases}$$

qui montrent que les composantes ψ_1, ψ_2 d'une part et ψ_3, ψ_4 de l'autre doivent se comporter d'une manière opposée quand on passe de $\mathfrak{T}$ à $\mathfrak{T}'$ pour que les équations s'écrivent de même, par exemple : $\psi'_1 = -\psi_1$, $\psi'_2 = -\psi_2$, $\psi'_3 = \psi_3$, $\psi'_4 = \psi_4$.

De même, les parités orbitales sont opposées pour ces deux ensembles de composantes. En fait, la situation est très analogue à celle que l'on avait avec les champs **E**, **H** ; en posant :

$$\psi_1 = u_1, \quad \psi_2 = u_2, \quad \psi_3 = U_1, \quad \psi_4 = U_2$$

les grandeurs u, U sont liées entre elles par les équations (8) comme **E**, **H** le sont par (2) dans le vide ($\mathbf{j} = 0$). D'autre part, dans une rotation des axes, les composantes de u d'une part, U de l'autre se transforment indépendamment (et de la même manière), tandis qu'une transformation de Lorentz mêle celles de u et de U.

Ici encore (8) ne permet de déterminer que les signes relatifs des ε_i. D'autre part, la parité intrinsèque de la particule semble ambiguë (soit $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, soit $\varepsilon_3 = \varepsilon_4$) comme dans le cas du photon.

1° *Cas d'un Fermion de masse non nulle.* — Si l'impulsion de la particule est connue, les ψ_i sont des ondes planes : $\psi_i = a_i\, e^{i\mathbf{pr} - iWt}$, et p_x, p_y, p_z peuvent être remplacés par des nombres (alors : $W = \sqrt{p^2 + m_0^2}$).

Lorsque $m_0 \neq 0$, on peut se placer dans un référentiel où $\mathbf{p} = 0$, $W = m_0$, et l'on voit que $\psi_1 = \psi_2 = 0$; on n'a plus que les deux composantes ψ_3, ψ_4 avec la signification suivante :

$a_3 = 1$, $a_4 = 0$, : la projection du spin sur Oz est $+\frac{1}{2}$

$a_3 = 0$, $a_4 = 1$, : la projection du spin sur Oz est $-\frac{1}{2}$.

Il est alors normal de considérer que la *parité intrinsèque de la particule* est celle des grandes composantes, non nulles dans le *système propre.*

Si, en général : $\psi'_1 = -\eta\psi_1$, $\psi'_2 = -\eta\psi_2$, $\psi'_3 = \eta\psi_3$, $\psi'_4 = \eta\psi_4$ on dit que η *est la parité intrinsèque de la particule.*

Ici d'ailleurs, on n'est pas limité aux valeurs $\eta = \pm 1$: en répétant l'opération, on doit retrouver les composantes initiales *à un signe près*, car une rotation de 2π sur la grandeur $(\psi_1\ \psi_2\ \psi_3\ \psi_4)$ qui est un spineur change les signes des composantes. Ceci est lié au fait que seuls les produits $\psi_i^*\psi_j$ peuvent avoir une signification physique ou que dans les couplages entre champs, les Fermions disparaissent et apparaissent par paires.

On peut donc avoir $\eta^2 = \pm 1 \rightarrow \eta = -1, +1$ ou $-i, +i$.

A l'approximation non-relativistes v^2/c^2 petit devant 1, on a $|\psi_1|, |\psi_2| \ll |\psi_3|, |\psi_4|$ et en négligeant v^2/c^2 devant 1, on obtient la théorie de Pauli à deux composantes ψ_3, ψ_4 qui obéissent toutes deux à l'équation de Schrödinger. Alors, si le Fermion est placé dans un potentiel central (électron dans un atome, nucléon dans un noyau, avec le modèle en couches) on démontre qu'elles ont une parité orbitale bien définie relative à ce centre ([4]).

On a alors la parité totale : $\Pi = \eta\,\varpi$ avec ϖ des grandes composantes.

Dans le cas général relativiste on a :

$$\Pi = \eta\,\varepsilon'_i\,\varpi_i \qquad (9)$$

les ε'_i étant les ε_i relatifs tels que :

$$\varepsilon'_i = +1 \text{ pour } \psi_3,\ \psi_4$$
$$\ -1 \text{ pour } \psi_1,\ \psi_2.$$

2° *Cas d'un Fermion de masse nulle* (neutrino). — Sa vitesse étant c, on ne peut définir de système propre et la notion de parité intrinsèque devient ambigüe.

([4]) On sait que ceci se généralise à un système de Fermions non relativistes liés par des forces invariantes par symétrie, ce qui est le cas du noyau, d'après l'accord avec les résultats expérimentaux sur les réactions nucléaires, et les transitions γ.

D'ailleurs les équations (8) prennent la forme, puisqu'ici : $W = |\mathbf{p}| = p$:

$$(10)\quad \begin{cases} p\psi_1 + (p_x - ip_y)\,\psi_4 + p_z\,\psi_3 = 0 & (a) \\ p\psi_2 + (p_x + ip_y)\,\psi_3 - p_z\,\psi_4 = 0 & (b) \\ p\psi_3 + (p_x - ip_y)\,\psi_2 + p_z\,\psi_1 = 0 & (c) \\ p\psi_4 + (p_x + ip_y)\,\psi_1 - p_z\,\psi_2 = 0 & (d) \end{cases}$$

et l'on voit que (c) et (d) s'obtiennent à partir de (a) et (b) en échangeant $\psi_1\ \psi_2$ et $\psi_3\ \psi_4$: à toute solution de (10) : $\psi = (\psi_1\ \psi_2\ \psi_3\ \psi_4)$ correspond une solution que nous désignerons par

$$(\gamma_5\ \psi) = (\psi_3\ \psi_4\ \psi_1\ \psi_2).$$

Si l'on convenait de prendre pour parité intrinsèque du neutrino celle des deux dernières composantes elle serait η_ν pour la première solution, $-\eta_\nu$ pour la seconde. De même, les parités orbitales des deux dernières composantes sont opposées pour ψ et $\gamma_5\ \psi$. Seule la parité totale donnée par (9) conserve alors un sens non ambigu.

Si l'on forme les quantités :

$$\psi + \gamma_5\,\psi = (\psi_1 + \psi_3,\ \psi_2 + \psi_4,\ \psi_3 + \psi_1,\ \psi_4 + \psi_2) \equiv (g_1,\ g_2,\ g_1,\ g_2)$$

$$\psi - \gamma_5\,\psi = (\psi_1 - \psi_3,\ \psi_2 - \psi_4,\ \psi_3 - \psi_1,\ \psi_4 - \psi_2) \equiv (-d_1,\ -d_2,\ d_1,\ d_2)$$

on obtient en ajoutant et retranchant membre à membre les (a) et (c) puis (b) et (d) les équations suivantes :

$$(11)\quad \begin{cases} \left.\begin{aligned}(p + p_z)\,g_1 + (p_x - ip_y)\,g_2 = 0 \\ (p - p_z)\,g_2 + (p_x + ip_y)\,g_1 = 0\end{aligned}\right\} & (11a) \\ \left.\begin{aligned}(p - p_z)\,d_1 - (p_x - ip_y)\,d_2 = 0 \\ (p + p_z)\,d_2 - (p_x + ip_y)\,d_1 = 0\end{aligned}\right\} & (11b) \end{cases}$$

c'est-à-dire deux groupes d'équations indépendantes ($11a$) et ($11b$). Avec l'invariance par symétrie, des quantités comme (g_1, g_2), (d_1, d_2) ne peuvent avoir de sens physique, pas plus que des quantités comme $\mathbf{H} + \mathbf{E}$ ou $\mathbf{H} - \mathbf{E}$; une symétrie échange en fait ($g_1\,g_2$) et ($d_1\,d_2$), comme les équations ($11a$) et ($11b$), et l'on ne peut définir sur ($g_1\,g_2$) seul, ou ($d_1\,d_2$) seul une transformation linéaire conservant séparément ($11a$), ou ($11b$) dans $\mathcal{T}'$.

Si l'on admet la possibilité physique d'avoir des états g ou d purs, on aboutit à une structure asymétrique pour le neutrino. Si le neutrino est toujours tel que $(g_1\,g_2) = 0$, pour une onde-neutrinique plane se propageant dans la direction

$$\mathrm{O}z(p_x = p_y = 0, \quad p_z = p)$$

on trouve $d_2 = 0$: le spin a pour projection $+ 1/2$ sur Oz.

Le spin est toujours dans le sens de propagation, c'est-à-dire que l'on a toujours un état droit pour le neutrino (*fig.* 4). L'état symétrique où $\mathbf{p}$ change de sens $\mathbf{s}$ étant inchangé serait un état gauche et n'existe pas pour le neutrino.

Cette théorie à deux composantes du neutrino avait été proposée par Weyl en 1927, mais rejetée à cause de sa non-invariance par symétrie.

Elle a été retrouvée l'an dernier par Lee et Yang, Salam et Landau et on l'a appelée « théorie à deux composantes du neutrino », ce qui est une mauvaise dénomination puisque la théorie de Majorana est aussi une théorie à deux composantes. Dans cette théorie on considère un état possible $\psi + \psi^c$ pour une particule de charge nulle où $\psi^c = (\psi_4^*,\ -\psi_3^*,\ -\psi_2^*,\ \psi_1^*)$ vérifie aussi les équations (8) [5].

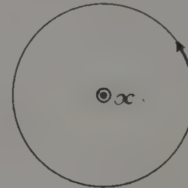


FIG. 4. — Lire z au lieu de x.

Si $\psi_M = \psi + \psi^c$, on a : $\psi_M \equiv \psi_M^c$ et $\psi_M = (\psi_1,\ \psi_2,\ -\psi_2^*,\ \psi_1^*)$, ce qui permet de ramener à deux composantes.

Dans la théorie de Weyl, $\psi \neq \psi^c$ et l'on voit que, ψ^c correspond à la polarisation circulaire gauche : l'antineutrino a toujours son spin dans le sens opposé à sa propagation, si le neutrino est « droit » [6].

2) **Émission et absorption de particules.** — Pour décrire un processus comme une émission de photon par un électron atomique qui passe de l'état (a) à l'état (b) :

$$e_a \to e_b + \gamma \tag{12}$$

on introduit des opérateurs d'absorption associés aux ondes ψ et d'émission aux ondes ψ^*.

Le processus (12) sera décrit par un hamiltonien de couplage entre électrons et rayonnement électromagnétique du type :

$H =$ (opérateur absorption onde électronique ψ_a) $\times$ (émission onde ψ_b) $\times$ (émission onde photonique A)$.\,e\int \mathrm{d}^3\,x\ \psi_b^*(x)\ \psi_a(x) \times A^*(x)$.

Les opérateurs indiquent simplement que l'on passe de l'état (a) à l'état final, quand on applique H à (a).

En fait, la quantité $\psi_b^*\ \psi_a\ A$ est une somme de produits des différentes composantes $(\psi_b)_i^*$, $(\psi_a)_j$,

[5] En présence d'un champ électromagnétique pour une charge q non nulle, les équations vérifiées par ψ et ψ^c se déduisent les unes des autres en changeant q en $-q$.

[6] On peut considérer le cas, opposé à celui que nous avons pris où $(d_1\,d_2) = 0$; le neutrino est alors « gauche » (ou d'*hélicité* -1 suivant la terminologie introduite par Lee et Yang) et l'antineutrino « droit », ou d'hélicité $+1$.

A_k^* qui doit être construire de façon qu'elle soit invariante par transformation de Lorentz (symétries non comprises).

Si elle est aussi invariante par symétrie, comme on l'admettait toujours jusqu'ici, H est aussi invariant par symétrie et les parités totales des états initial et final sont les mêmes.

L'invariance par symétrie résultera du fait que des produits des différents ε_i dans chacun des termes de $\psi_b^* \psi_a A^*$ est $+1$, ou encore les produits des différents η et ε_i' sont $+1$. La structure des ondes dans l'espace n'intervient pas puisque dans l'intégration :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\,dx = \int_{-}^{+\infty} f(-x')\,dx'.$$

Il faut seulement que $f(x)$ (c'est-à-dire $\psi_b^* \psi_a A^*$) ne soit pas impaire pour que le résultat ne soit pas nul.

Dans le cas actuel, la parité intrinsèque de l'électron intervient sous la forme $\eta_e^* \eta_e = 1$ et disparaît.

En général peuvent intervenir des η différents inconnus.

De toute façon il faudra construire les produits de façon que les produits de tous les ε_i soient $+1$ ou -1, en rétablissant la valeur $+1$ par les η.

Le théorème de conservation de la parité permettrait justement d'établir une liste cohérente de parités intrinsèques en utilisant les différents processus, si H est bien invariant par symétrie dans tous (7).

La découverte du méson K est venue montrer que ceci n'était pas possible ($\theta - \tau$ puzzle), l'étude des processus

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^0 \text{ et } K^+ \to \pi^+ + \pi^- + \pi^+$$

conduisant à des η opposés l'un de l'autre pour K^+.

Lee et Yang [1] ont alors proposé d'abandonner le principe d'invariance par symétrie pour les Hamiltoniens des interactions faibles : désintégrations de particules dont les probabilités sont, toutes choses égales d'ailleurs, $\sim 10^{18}$ fois plus faibles que celles des transitions γ. Ils en ont tiré toutes les conséquences dans le cas de la désintégration β : $n \to p + e^- + \nu_-$ où H est de la forme :

H = (opérateurs émission, absorption)

$$.C \int d^3 x(\psi_p^* O \psi_n) \times (\psi_e^* O \psi_\nu) + h.c. \quad (13)$$

en admettant que $\nu_- = \nu^c$ (et $\nu_+ = \nu$ dans la désintégration β^+) ; les termes de $(\psi_p^* O \psi_n)(\psi_e^* O \psi_\nu)$ sont tels que les produits des $\varepsilon_i' = +1$. Si l'on remplace ψ par $\gamma_5 \psi$ ces produits sont -1, ce qui est compatible avec l'invariance par symétrie si l'on change η_ν en $-\eta_\nu$. Par contre :

$$H = (\ ) \int d^3 x(\psi_p^* O \psi_n)\,[\psi_e^* O(C\psi_\nu + C'\gamma_5 \psi_\nu)] + h\ c. \quad (14)$$

n'a pas cette propriété (8).

III. **Expériences de C. S. Wu et al.** [2] **et de Garwin et al.** [3]. — Lee et Yang [1] ont établi la conséquence suivante pour un Hamiltonien du type (14), contenant en fait plusieurs constantes C_X, C_X', à cause de l'existence de plusieurs opérateurs O_X tels que $(\psi_p^* O_X \psi_n)(\psi_e^* O_X \psi_\nu)$ soit un invariant.

Si des noyaux radioactifs β sont tous orientés, avec leur moment angulaire $\mathbf{J_N}$ dans la direction Oz, le nombre d'électrons β d'énergie W à $W + dW$, émis dans l'angle solide $d\Omega$ faisant l'angle θ avec Oz est :

$$N(W, \theta)\,dW\,d\Omega = N\left(W, \frac{\pi}{2}\right) dW\,d\Omega(1 + \beta \cos \theta) \quad (15)$$

où β dépend des C_X, C_X' et de W ($\beta \sim v/c$ en fait). $\beta = 0$ lorsque les $C_X = 0$, c'est-à-dire quand il y a invariance par symétrie puisque :

$$\cos \theta = \mathbf{J_N} . \mathbf{p_e} / |\mathbf{J_N}| . |\mathbf{p_e}|$$

classiquement est un *pseudo-scalaire*.

Quand l'orientation n'est pas complète, il suffit de remplacer dans (15) β par $\alpha = \beta . < J_z > / J$ le second facteur mesurant le degré d'orientation des noyaux.

1° Expérience de C. S. Wu et al. — L'orientation des noyaux d'éléments ferromagnétiques, en particulier de ^{60}Co avait été réalisée par Grace, Halban et al. à Oxford, et par Poppema et al. à Leyde, en abaissant la température au-dessous de celle de He liquide par démagnétisation adiabatique. Cette orientation se traduit sur la répartition angulaire des γ successifs (γ_1, γ_2) émis (figure 5), qui dépend de : $(\mathbf{J_N}\,\mathbf{p})^2 \infty \cos^2 \theta$, l'émission γ respec-

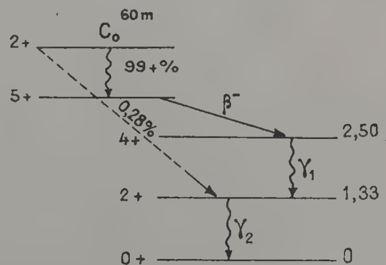


Fig. 5. — En haut de la figure lire Co au lieu de C₀.

(7) En fait cette liste ne serait pas déterminée d'une manière unique parce qu'on ne peut pas passer d'un ensemble de particules quelconques à un autre, certains processus n'existant pas.

(8) Quel que soit le choix des parités intrinsèques η_p, η_n η_e, η_ν on ne peut pas rendre H invariant par symétrie. Dans le cas où H dépend de champs spinoriels, on doit considérer que ceci est le critère de sa non-invariance par symétrie.

tant l'invariance par symétrie. Cette anisotropie des γ ne dépend en fait que de l' « alignement » des noyaux non de leur orientation. On a bien vérifié expérimentalement la différence des intensités sur Oz et dans le plan équatorial, ce qui a permis de vérifier les moments angulaires et parités des niveaux nucléaires.

En pratique, c'est un nitrate de CeMg-Co qui avait été soumis à la démagnétisation adiabatique. L'orientation des noyaux est parallèle à l'un des axes cristallins (le plus proche de la direction du champ magnétique).

La mesure du rayonnement β présente des difficultés plus grandes en raison de sa faible pénétration et de sa facile déviation par chocs. Ceci exige :

1) Que le compteur β soit placé dans le cryostat.

2) Que l'échantillon de sel de cobalt forme une couche mince, et que l'orientation soit cependant effective.

La figure 6 donne le schéma du dispositif expérimental.

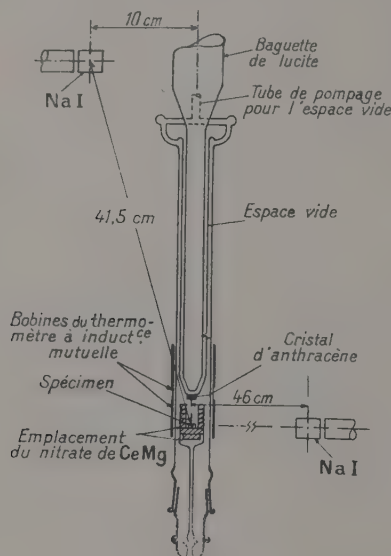


Fig. 6.

Les impulsions du photomultiplicateur, provenant des β, passent sur un analyseur à 10 canaux et sont enregistrés sur 40 sec à des intervalles de temps de 1 min. La résolution obtenue est de 17 % pour la raie de conversion de 62 keV de ^{137}Cs.

Pour les γ, on enregistre seulement les impulsions dues aux pics photoélectriques dans les cristaux NaI. C'est l'anisotropie des γ qui mesure la température ; on mesure aussi la susceptibilité magnétique de l'échantillon à l'aide des bobines d'inductance mutuelle, mais le résultat obtenu est beaucoup moins précis.

L'épaisseur de la source est de 0,002 pouces, son activité quelques μC.

Après la démagnétisation adiabatique, on établit un champ magnétique **H** faible à l'aide d'un solénoïde (quelques dizaines de gauss) qui suffit à orienter les noyaux, l'échantillon étant taillé de façon qu'un axe principal soit parallèle à **H**, mais ne réchauffe sensiblement pas cet échantillon.

Le renversement de **H** provoque une grande variation d'intensité du rayonnement β mesuré. Quand l'échantillon se réchauffe, l'intensité diminue ou augmente suivant le sens de **H** pour prendre la même valeur au bout de 6 min. quand les noyaux ne sont plus orientés. Cette variation est bien parallèle à l'anisotropie des γ (figure 7).

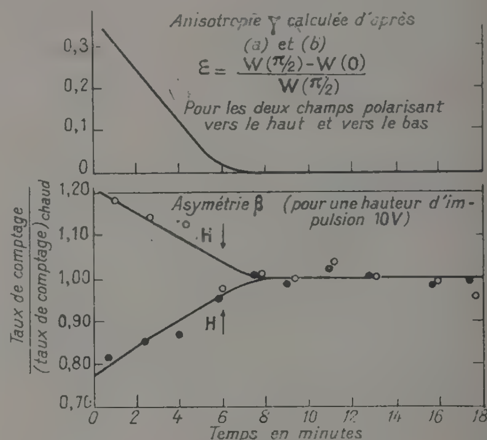


Fig. 7.

En remplaçant l'échantillon par une couche de $CoCl^2$ amorphe, on n'a aucun effet semblable : celui-ci n'est donc pas dû à une distorsion de **H** déplaçant les trajectoires des β.

On mesure $\alpha \simeq -0,4$ d'où avec $< J_z > / J \simeq 0,6$, $\beta \simeq -0,7$; tenant compte de $< v_e/c > \simeq 0,6$, $|\beta|$ a la valeur maxima que l'on peut attendre.

2° Expérience de Garwin, Lederman et Weinrich. — Un faisceau de π^+ de 85 MeV déflectés à 120° dans le champ de fuite du synchrocyclotron, est ensuite déflecté de 30° à la sortie du mur de protection (il ne contient que ~ 10 % de μ).

Il tombe alors sur le dispositif expérimental figure 8.

Les détecteurs 1,2 sont en coïncidence rapide. Ils indiquent l'arrêt d'un π^+ dans l'absorbant de C et l'émission d'un μ^+ provenant de :



$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad (15).$$

Le télescope 3-4 indique le passage d'un électron rapide d'énergie supérieure à 25 MeV ou 40 MeV, suivant l'épaisseur d'absorbant intercalé.

Ils proviennent des μ^+ arrêtés dans la cible C par : $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_1 + \nu_2$ (16).

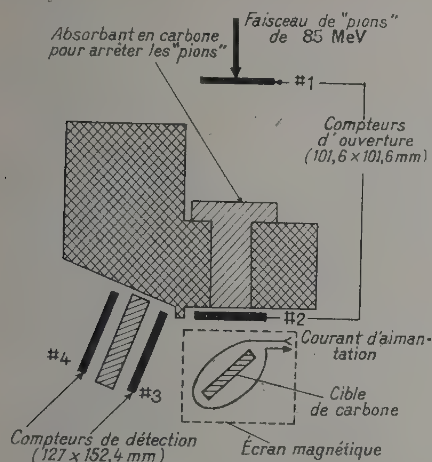


Fig. 8.

Beaucoup d'études ont été faites plus récemment sur la valeur de a quand les μ^+ ou μ^- sont arrêtés dans différents matériaux et sur sa variation au

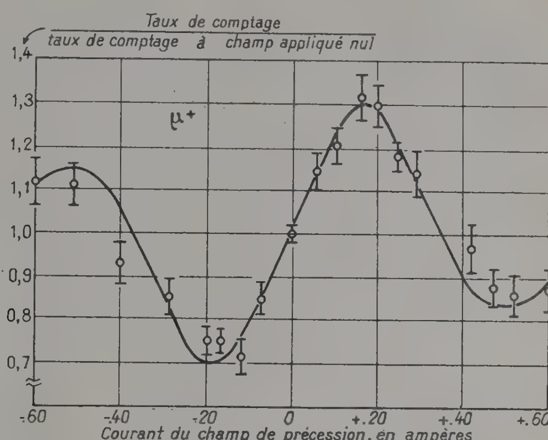


Fig. 9.

Les compteurs 1-2 déclenchent une ouverture pendant $T = 1{,}25$ µs différé de $t_1 = 0{,}75$ µs et placée en coïncidence avec le télescope à électrons. Ainsi, les électrons sont comptés pendant un temps de 0,75 à 2 µs après que les μ^+ sont arrivés au repos, leur arrêt dans C étant très rapide ($\sim 10^{-10}$ s). L'expérience repose sur l'hypothèse que les μ^+ produits dans (15) avec une polarisation « longitudinale » grande ou même complète ne se dépolarisent pas au cours de leur ralentissement, ni ensuite à l'arrêt.

Ensuite dans (16), comme avec des noyaux orientés on doit avoir une distribution des e^+ en $1 + a \cos \theta$, θ étant l'angle avec la direction d'incidence des μ^+ ($\simeq$ direction du spin). Au lieu de déplacer le télescope à β^+, on applique un champ **H** de 10 à 20 gauss sur C ; il en résulte une précession du spin des μ^+ avec une vitesse angulaire $\omega = \mu H / s\hbar$ d'où pendant un temps $t_1 + T/2$, la rotation :

$$\theta = \frac{\mu}{s\hbar} H \left(t_1 + \frac{T}{2}\right) \delta$$

(μ moment magnétique du μ^+)

$\delta = 1{,}06$ corerction pour la valeur de T non nulle et la période du μ^+.

Un déplacement de $\theta = 37°$ des compteurs équivaut à une variation $\Delta H = 5{,}9$ g. d'où μ qui correspond au facteur gyromagnétique $g = 2$ ($\pm$ 0,20) conforme à l'équation de Dirac.

Le taux de comptage des β^+ en fonction de H (c'est-à-dire du courant I le produisant : figure 9) donne : $a = -0{,}33 \pm 0{,}03$ (le β de Lee-Yang serait ici — 1 puisque $v_e/c = 1$ pratiquement).

cours du temps, notamment à Chicago (Telegdi). La dépolarisation est faible dans la plupart, mais on n'a pas encore atteint la valeur absolue b, telle que $a = \rho . b$ ρ degré de polarisation longitudinale des μ^+ au moment de l'émission β^+.

3° Autres expériences récentes du même type.

a) Dans $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et la désintégration (16) qui suit, $a = -0{,}31 \pm 0{,}03$ [4].

b) Plus intéressantes sont les mesures sur les désintégrations sans production de neutrino.

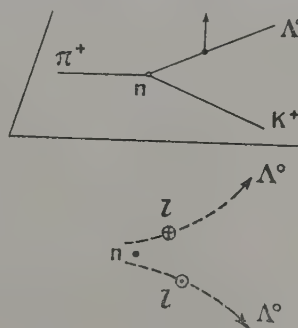


Fig. 10.

Pour K^+, la non-conservation de la parité donne les deux possibilités de désintégration θ, τ mais il n'y a pas d'effet d'interférence possible montrant une asymétrie, K^+ ayant un spin 0.

On produit des Λ^0 en même temps que les K^+

par la réaction de production associée due à une interaction *forte* :

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+.$$

Les Λ^0 de spin 1/2 peuvent être produits polarisés dans une direction perpendiculaire au « plan de production » contenant les directions $\boldsymbol{\pi}^+$, $\boldsymbol{\Lambda}^0$, $\mathbf{K}^+$

Il suffit pour cela qu'il y ait un effet de couplage spin-orbite **ls** pour le Λ^0, favorisant le parallélisme ou l'anti-parallélisme de **l** et **s** (figure 10).

La désintégration de Λ^0 : $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ se fait alors par une interaction faible, et s'il n'y a pas invariance par symétrie on pourra observer une asymétrie relativement au plan de production, c'est-à-dire une distribution des protons en $1 + a \cos \theta$, θ étant l'angle avec $\boldsymbol{\pi} \wedge \boldsymbol{\Lambda}^0$.

L'expérience a donné $a = 0{,}46 \pm 0{,}06$ [4].

Avec : $K^- + n \rightarrow \Sigma + \pi$ (n, nucléon d'un noyau), et la désintégrationde Σ qui suit, on a aussi des indications d'une asymétrie [4].

IV. **Conclusion.** — 1) En ce qui concerne la parité, on admet que les parités intrinsèques restent définies (sans qu'on puisse parfois les préciser) pour toutes les particules, sauf peut-être pour le neutrino s'il correspond à la théorie de Weyl. Avec celle-ci on obtient automatiquement un Hamiltonien du type (14), où $C'_X = \pm C_X$ en remplaçant dans (13) ψ_ν par $\psi_\nu \pm \gamma_5 \psi_\nu$.

Cependant, pour déterminer autant que cela est possible les parités intrinsèques, on ne doit utiliser le théorème de conservation de la parité qu'avec des processus n'impliquant pas d'interaction faible.

2) Les expériences montrent aussi que l'invariance par « conjugaison de charge » (opérations C) doit être abandonné pour les interactions faibles. C change toutes les particules en leurs antiparticules, c'est-à-dire non seulement le signe de la charge Q, mais aussi celui de la « charge baryonique » A : un neutron de $A = 1$ est changé en anti-neutron de $A = -1$.

L'invariance par C est vérifiée pour les couplages avec le champ électromagnétique, et avec le champ mésique et on pensait que seule l'universalité de ce principe permettait d'expliquer l'égalité des masses de deux antiparticules et de leurs périodes quand elles sont instables. Avec un Hamiltonien du type (14) l'invariance par C exigerait que les rapports des C'_X aux C_X soient imaginaires purs, ceux des C_X entre eux, comme des C'_X entre eux étant réels. Alors, il n'y aurait aucune asymétrie dans la désintégration de μ^+, contrairement à l'expérience de Gauwin et peu d'asymétrie dans celle de ^{60}Co (effet proportionnel à Z seulement). Il faut donc abandonner aussi ce principe pour les interactions faibles, ce qui n'apporte éventuellement que des différences non mesurables pour les masses et périodes de deux antiparticules (neutron et antineutron par exemple).

Le théorème de *Lüders-Pauli* [5] indique d'ailleurs que tout Hamiltonien local ([9]) (les différents champ sous $\int d^3 x$ sont pris au même point) invariant par transformation de Lorentz est invariant par l'ensemble des trois opérations PCT, P étant la symétrie spatiale et T le renversement du temps ([10]).

La non-invariance par P doit donc entraîner au moins la non-invariance par C. L'invariance par T pour (13) exige que *tous les C_X et C'_X aient leurs rapports réels* : on peut alors tous les prendre réels. (On remarque que les équations de Weyl pour le neutrino qui ne sont évidemment pas C invariantes sont T invariantes : **s** et **p** changés de signe.) On n'a pas encore de données expérimentales permettant de se prononcer sur la T invariance.

La différence physique absolue entre un trièdre droit et un trièdre gauche qui résulte de ces expériences a paru très étrange à beaucoup de théoriciens. On a dit qu'elle était contraire à l'esprit de la relativité : les équations de la physique ne dépendent pas de la « situation » de l'observateur ; en particulier elles ne devraient pas dépendre du fait qu'il est droitier ou gaucher. En fait, nous pensons que les conséquences d'une non-invariance sont assez différentes pour les transformations continues (rotations — transformations de Lorentz — translations) et pour les discontinues comme P, C ou T.

Avec les premières, la non-invariance entraîne qu'il y a un système de référence *privilégié pour lequel les équations prennent la forme la plus simple.* Avec les secondes, la différenciation n'entraîne aucun privilège ; la complexité des équations est la même : seuls des signes diffèrent.

Quoi qu'il en soit, Landau [6] par exemple a proposé de revenir aux propriétés usuelles de l'espace par la manière suivante d'envisager les faits, qui pourrait être féconde.

Pour des raisons que nous ignorons encore, une opération de symétrie spatiale complète doit inclure une conjugaison de charge ; en somme on peut dire que l'hypothèse usuelle : la charge est un scalaire, non un pseudo-scalaire était inexacte. L'opération complète est donc : $P_1 = PC$. Si l'on admet qu'il y a toujours PC invariance (il y a aussi alors T invariance dans la théorie actuelle) toutes les propriétés usuelles de l'espace et du temps relativement aux symétries sont rétablies.

Cela n'empêche pas que les interactions électromagnétiques et nucléaires soient séparément P

([9]) Aucune théorie non-locale satisfaisant aux exigences de la relativité n'a pu être construite jusqu'ici.

([10]) L'énoncé exact du théorème est le suivant : « On peut choisir les parités intrinsèques η des différents champs, ainsi que les facteurs de phases correspondants pour les opérations C, T, de façon que H soit PCT invariant dans l'ordre T, C, P par exemple. Alors il est invariant quel que soit l'ordre dans lequel on fait ces trois opérations. »

invariantes et C invariantes, mais cela apparaît alors comme le résultat de la P_1 invariance et de la C invariance par $P = P_1 C$.

On peut déduire diverses conséquences de cette hypothèse qui sont jusqu'ici en accord avec l'expérience. D'ailleurs, elle conduit à une asymétrie encore plus grand de l'Univers tel que nous le connaissons, le nombre des protons y étant incomparablement plus grand que celui de leurs « symétriques » (par P_1), les antiprotons.

RÉFÉRENCES

[1] Lee (T. D.) et Yang (C. N.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 254.
[2] Wu (C. S.), Ambler (E.), Hayward (R. W.), Hoppes (D. D.) et Hudson (R. P.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1413.
[3] Garwin (R. L.), Lederman (L. M.) et Weinrich (M.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1415.
[4] Communications à la Conférence de Padoue, Venise.
[5] Pauli (W.), Niels Bohr and the Development of Physics, Pergamon Press, London, 1955.
[6] Landau (L. D.), *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 127.

REVUE DES LIVRES

Hine (G. L.) et Brownell (G. L.), **Dosimétrie des radiations.** (1 vol., 15 × 23 cm, XIV + 932 pages, Academic Press, New-York, 1956.)

Cet important traité a été rédigé par un grand nombre de spécialistes ; il est écrit spécialement en vue de l'application des radiations à des problèmes de recherches, à des fins industrielles et médicales.

Il est divisé en 3 parties principales. La première est relative aux principes fondamentaux de la dosimétrie : unités de rayonnement, interaction des radiations et de la matière, effets biologiques et médicaux. Dans la seconde intitulée : Appareils détecteurs de radiations et leur étalonnage, les auteurs exposent les principes de fonctionnement et les domaines d'utilisation des chambres d'ionisation, des compteurs de Geiger-Müller, des scintillateurs, des émulsions photographiques, des indications chimiques, des méthodes calorimétriques, des détecteurs de protection et enfin on trouve un article sur la comparaison des faisceaux de rayons X et aussi sur celle des isotopes radioactifs.

La dernière partie concerne la dosimétrie des diverses radiations : rayons X et gamma, rayons β, particules lourdes chargées, neutrons, etc... ; les sources de radioisotopes ; les facteurs physiques et biologiques qui interviennent dans l'ingestion de radio-isotopes par l'organisme. L'expédition des isotopes radioactifs à l'étranger et les différentes méthodes utilisées pour se débarrasser des résidus radioactifs font l'objet du dernier article.

Le calcul des doses admissibles est rendue aisé en utilisant les données contenues dans des tables figurant dans un appendice. Cet excellent ouvrage rendra de grands services a tous les utilisateurs de radiation et de radioéléments.

Dupuy.

Kahan (Tho.) et Gauzit (M.), **Physique et calcul des réacteurs nucléaires.** (1 vol., 16 × 24 cm, XIV + 388 pages, Dunod, Paris, 1957, 3.900 F.)

Ce premier tome fait partie d'une Introduction au Génie nucléaire publiée sous la direction de Thomas Reiss et qui est préfacée par M. Louis de Broglie.

L'ouvrage est, je crois, le seul du même genre écrit en français alors que cette question a fait l'objet aux États-Unis en particulier d'un nombre de traités très important et assez semblables.

Il débute par un rappel assez étoffé des principes de la Physique de l'atome et du noyau puis des faits fondamentaux de la radioactivité, de l'interaction des particules avec la matière, de la fission et des réactions en chaînes.

Un chapitre entier est consacré à l'étude du neutron ; il prépare le lecteur à la compréhension de la théorie des réacteurs nucléaires envisagée du point de vue statique puis dynamique. Le calcul des réactions est exposé au dernier chapitre ; il est illustré par des exemples sur les divers types de réacteurs.

G. Dupuy.

Kahan (Th.) et Gauzit (M.), **Contrôle et protection des réacteurs nucléaires.** (1 vol., 16 × 24 cm, XIV + 396 pages, Dunod, Paris, 1957, 3.900 F.)

Cet ouvrage constitue le deuxième tome de l'Introduction au Génie nucléaire.

Les auteurs commencent par un exposé, relatif aux divers appareils de détection des particules et des rayonnements ionisants. Il est fait d'un point de vue pratique sans toutefois négliger le mécanisme intime de leur fonctionnement.

Dans le chapitre suivant, intitulé Commande et Contrôle des réacteurs, le lecteur est amené à faire la liaison avec la théorie dynamique des réacteurs présentée dans le tome précédent. Les dangers des rayonnements ionisants, les mesures de sécurité, les appareils de détection destinés à la protection du personnel, la mesure de la pollution radioactive sont examinés de façon très détaillée.

Le dernier chapitre concerne la constitution et le calcul des écrans de protection contre les rayonnements.

Dans un appendice sont rassemblées les idées actuelles sur la production d'énergie à partir des réactions de fusion avec les éléments légers.

Dupuy.

Denis Papin (M.), **Aides-mémoires Dunod de mathématiques générales** (Tome 1), 1 vol., 10 × 15 cm XLVII + 220 + LXIV pages, Dunod, Paris, 480 F, et **d'Électrotechnique générale.** (1 vol., 10 × 15 cm, XXI + 178 + LXIV pages, Dunod, Paris, 1 950 F.)

En 1957 ont paru la 6e édition du premier aide-mémoire, et la 5e du second. Ces éditions ont été par rapport aux précédentes, revues et corrigées, mais il n'y a pas de modifications importantes. A signaler, toutefois, en Électrotechnique, certaines additions à la liste des unités et un emploi plus étendu du système M. K. S. A.

J. L.

POLARISATION LONGITUDINALE DES RAYONS β. ÉTUDE DE ^{90}Sr ET DE ^{35}S

Par Mmes LANGEVIN-JOLIOT et N. MARTY,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France à Orsay.

Résumé. — On décrit l'appareillage utilisé pour l'étude de la polarisation des électrons émis par $^{90}Sr(\Delta J = 2$ oui) et $^{35}S(\Delta J = 0$ non). Si l'on tient compte des épaisseurs des sources et des diffuseurs utilisés les résultats sont en accord avec une polarisation négative égale à v/c.

Abstract. — The apparatus used to study the polarization of the electrons from $^{90}Sr(\Delta J = 2$ yes) and $^{35}S(\Delta J = 0$ no) is described.
Taking account of the thickness of source and scatterer, the results agree with a negative polarization equal to v/c,

L'abandon du principe de conservation de la parité dans les interactions faibles, envisagé théoriquement par Lee et Yang [1] puis justifié par les expériences de Wu et coll. [2] et de Garwin et coll. [3] a conduit indépendamment différents auteurs [4], [5], [6] à prévoir que les électrons émis lors d'une désintégration β devaient être polarisés longitudinalement. La polarisation ainsi calculée est élevée et pour des électrons de vitesse v peut atteindre la valeur maximum v/c, au moins pour certains types de transitions β.

Ce phénomène, malgré son importance, n'avait jamais été mis en évidence, l'étude expérimentale de faisceaux de rayons β se faisant habituellement par simple diffusion Mott sur les noyaux lourds : on ne peut atteindre ainsi que la polarisation transversale.

Pour mesurer par diffusion Mott la polarisation longitudinale, il faut au préalable la transformer en polarisation transversale : ceci peut être réalisé par courbure des trajectoires des électrons dans un champ électrostatique qui laisse, aux corrections relativistes près, inchangée la direction du spin.

C'est ainsi que Frauenfelder et coll. [7] ont mis pour la première fois en évidence la polarisation longitudinale des électrons, dans le cas de ^{60}Co. D'autres auteurs, en particulier de Waard et coll. [8], Cavanagh et coll. [9], Alikhanow et coll. [17] et nous-mêmes [10], [11] avons utilisé indépendamment des dispositifs basés sur le même

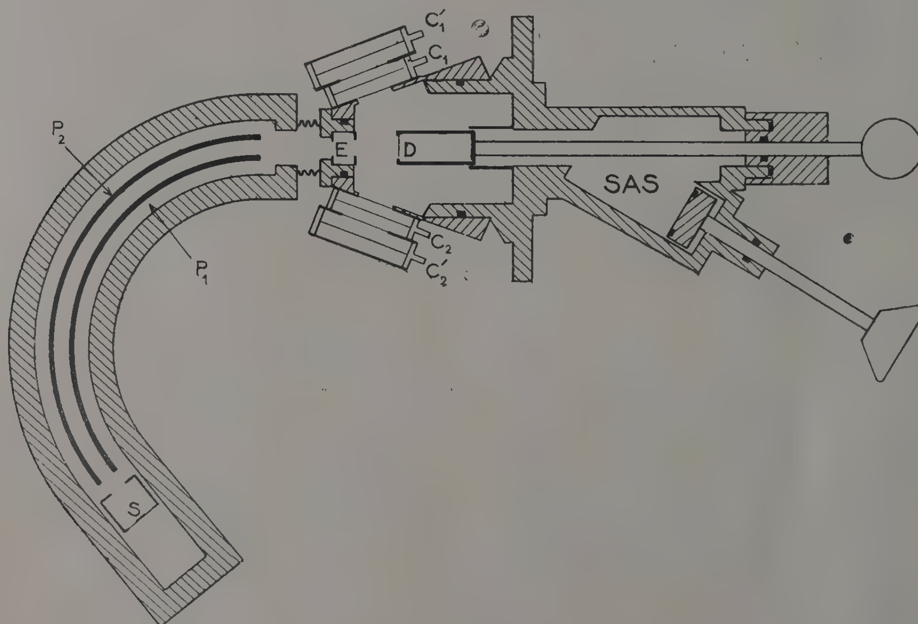


Fig. 1.

principe. Toutefois les auteurs [9 et 17] superposent au champ électrique E un champ magnétique orthogonal tel que la trajectoire des électrons de vitesse v reste rectiligne, leur spin tournant alors de 90°.

Nous avons étudié la polarisation longitudinale des électrons émis par $^{90}Sr + {}^{90}Y$ et par ^{35}S à l'aide de l'appareillage schématisé sur la figure 1.

La source S déposée sur une feuille mince de LC 600 est portée par un support très léger, de façon à limiter la diffusion des électrons au voisinage de S. La trajectoire des électrons est courbée par le champ électrostatique établi entre les deux plateaux P_1 et P_2 d'un condensateur cylindrique, de rayons 14 et 15 cm, portés respectivement à des potentiels positifs et négatifs égaux. La valeur maximum de ce potentiel $\pm$ 15 000 volts permet de focaliser des électrons de 260 KeV. Le champ est établi sur un secteur de 127°20′, angle de focalisation pour un tel dispositif. Les électrons de vitesse $v/c = 0{,}7$ (204 KeV) dont la polarisation initiale était longitudinale sortent alors polarisés transversalement.

Le faisceau, canalisé par le diaphragme E est diffusé par une feuille d'or mince (D) de 12 mm de diamètre supportée par un film de polystyrène. Une membrane flexible relie la partie condensateur électrostatique au reste de l'appareil, ce qui permet de centrer le faisceau par rapport au diffuseur ; un compteur cloche mis à la place de ce dernier sert à explorer le faisceau.

A travers le sas le diffuseur d'or peut être facilement remplacé, soit par une feuille de polystyrène afin de déterminer le fond d'électrons diffusés parasites, soit par un diffuseur d'aluminium de pouvoir de diffusion équivalent. On peut ainsi déterminer et éliminer une asymétrie éventuelle de l'appareil.

Les électrons sont détectés par deux blocs de deux compteurs Geiger-Müller en coïncidence, dont les fenêtres rectangulaires définissent l'angle de diffusion $99° < \theta < 129°$, l'angle azimuthal étant $-3° < \varphi < +3°$ pour le premier, $177° < \varphi < 183°$ pour le second, en prenant comme direction d'origine celle du vecteur $\overrightarrow{P_1} \wedge \overrightarrow{P_2}$ — $\overrightarrow{P_1}$ et $\overrightarrow{P_2}$ sont respectivement les vecteurs quantité de mouvement de l'électron émis par la source, et incident sur la feuille d'or.

Pour simplifier nous avons représenté sur la figure les compteurs à 90° de la position qu'ils occupent lors des mesures. Les deux blocs de compteurs peuvent être intervertis par rotation de la pièce qui les supporte, sans rompre le vide dans l'appareil. Le diffuseur peut de même tourner de 180° autour de l'axe du faisceau.

L'emploi de compteurs en coïncidence réduit le fond dû aux électrons diffusés sur les parois, ou au rayonnement γ de freinage. Dans certains cas nous avons interposé entre les deux compteurs de chaque bloc un absorbant d'aluminium de 2,2 mg/cm², afin d'éliminer les électrons de très faible énergie.

Soit P la polarisation transversale du faisceau d'électrons incident, $a(\theta)$ la polarisation due à la diffusion sur la feuille d'or. L'asymétrie 0-180° définie comme le rapport du nombre d'électrons diffusés à $\varphi = 0°$ et $\varphi = 180°$ est alors

$$\frac{N_{0°}}{N_{180°}} = \sigma_{0°}/\sigma_{180°} = \frac{1 + a(\theta)\,P}{1 - a(\theta)\,P}.$$

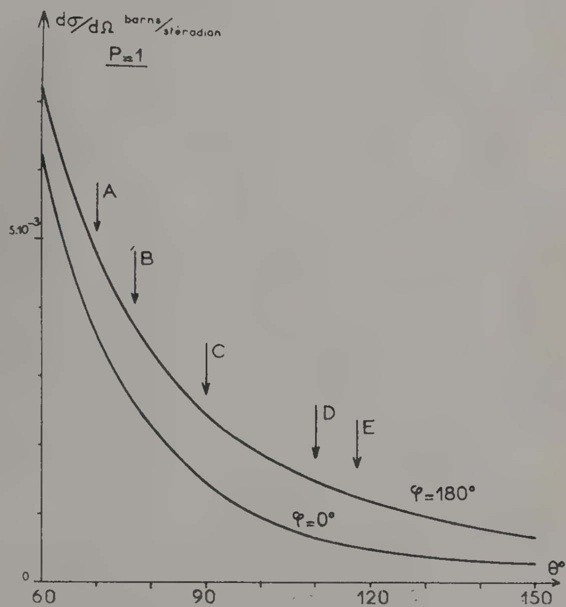


Fig. 2. — Angles moyen de diffusion. A-B. De Waard [8]. C. Cavanagh [9], Alikhanov [17]. D. Langevin et Marty [10], 11]. Alikhanov [17]. E. Frauenfelder [7].

Nous avons reproduit sur la figure 2, d'après les tableaux de Sherman [12], les courbes des sections efficaces de diffusion en fonction de θ, pour un noyau de numéro atomique 80, pour $\varphi = 0°$ et $\varphi = 180°$ pour les électrons incidents de vitesse $v/c = 0{,}7$ ayant une polarisation transver-

TABLEAU I

Source	Énergie en KeV	v/c	Épaisseur du diffuseur d'or en mg/cm²	$\sigma_{0°}/\sigma_{180°}$	P
1	128	0.6	0.2	1.18 ± 0.08	— 0.21 ± 0.09
1	204	0.7	0.4	1.43 ± 0.14	— 0.45 ± 0.12
2	204	0.7	0.4	1.08 ± 0.1	— 0.1 ± 0.12
2	250	0.74	0.6	1.39 ± 0.1	— 0.41 ± 0.09

sale $P = 1$. On en déduit dans notre cas $a(\theta)$ moy. $= -0{,}395$, ce qui entraîne pour le rapport des sections efficaces les valeurs extrêmes :

$$\text{si } P = -1 \qquad \sigma_{0°}/\sigma_{180°} = 2{,}3$$

$$\text{si } P = +1 \qquad \sigma_{0°}/\sigma_{180°} = 0{,}4.$$

Nous avons étudié d'abord ^{90}Sr en équilibre avec ^{90}Y [10] tous deux émetteurs β purs ; les transitions sont interdites et la forme unique $\Delta J = 2$, oui, correspond à une interaction de Gamow-Teller pure. Les sources étaient préparées par dépôt sur un film de LC 600 d'une goutte de solution de sulfate de strontium et d'yttrium contenant 5 à 10 millicuries de ^{90}Sr. Elles avaient plusieurs mg/cm² d'épaisseur et se détérioraient au bout de quelques jours.

Les résultats obtenus sont groupés dans le tableau I.

Nous n'avons indiqué dans ce tableau que les erreurs statistiques. Par ailleurs, plusieurs effets expérimentaux sont susceptibles de conduire à une valeur trop faible pour la polarisation.

En premier lieu, la valeur de $a(\theta)$ utilisée est calculée dans le cas de la diffusion Mott simple. Si la diffusion multiple, ou la diffusion double ou triple interviennent notablement, la valeur effective de $a(\theta)$ diminue. Toutefois, la première doit être négligeable, d'après le critère de Wentzel, pour les valeurs de θ et les épaisseurs de diffuseur utilisées dans nos expériences. Les diffusions doubles les plus probables sont celles pour lesquelles l'un des angles est petit, l'autre étant voisin de θ, c'est-à-dire, dans notre cas, assez élevé pour que $a(\theta)$ effectif soit peu inférieur à $a(\theta)$ calculé.

En second lieu, des électrons rétrodiffusés dans la matière de la source peuvent être focalisés sur le diffuseur, et la polarisation de ce faisceau secondaire est en sens inverse de celle du faisceau principal. La valeur de la polarisation totale mesurée s'écarte alors d'autant plus de la valeur en l'absence de toute rétrodiffusion que les électrons sont moins énergiques et la source plus épaisse. Nos résultats font effectivement apparaître que la valeur mesurée de P croît plus vite que v/c et qu'elle est nettement plus faible pour la source la plus épaisse [2].

Les valeurs obtenues pour P peuvent donc être considérées comme compatibles avec les valeurs prévues théoriquement ($-v/c$). Elles sont de même en accord avec les résultats obtenus par Goldhaber et coll. [13] pour la polarisation circulaire du rayonnement de freinage externe produit par les électrons d'une source de $^{90}Sr + {}^{90}Y$.

A l'époque où s'est achevée la première partie de notre travail, tous les résultats obtenus par différents auteurs [7], [8], [9], [14], [15], [16], [17] quelle que soit la méthode utilisée, étaient compatibles avec une valeur négative de l'ordre de v/c pour la polarisation, dans le cas des transitions β produites par interaction Gamow-Teller pure. Par contre des résultats non confirmés par la suite semblaient indiquer, pour les transitions β correspondant à une interaction de Fermi pure, que la polarisation est en sens inverse de celle obtenue dans le cas d'une interaction Gamow-Teller pure. D'autres auteurs [18], [8], [19] trouvaient une polarisation nulle pour une interaction de Fermi, et faible pour un mélange d'interactions Fermi + Gamow-Teller.

Il nous a paru intéressant d'étudier une transition correspondant à un mélange d'interactions Gamow-Teller et Fermi, pour laquelle le rapport des carrés des éléments de matrice relatifs à chacune d'elles a pu être calculé. Nous avons choisi ^{35}S émetteur β pur, transition

$$\Delta J = 0, \text{ non } \quad \frac{(MGT)^2}{(MF)^2} \sim 3/5 \qquad [6]$$

Les résultats sont groupés dans le tableau II

La source de ^{35}S avait une épaisseur moyenne de 1 mg/cm².

La polarisation a le même signe que dans le cas de ^{90}Sr et elle est du même ordre de grandeur. La valeur mesurée est inférieure à v/c mais il faudrait pouvoir tenir compte de la rétro-diffusion des électrons dans la source.

D'autres résultats obtenus par des méthodes diverses : polarisation circulaire des photons d'annihilation en vol [20], [21], diffusion Möller [22] sont venus confirmer que pour les transitions ($F + G.T$) aussi bien que pour les transitions de type Fermi pur, la polarisation des électrons est de l'ordre de v/c, négative pour une émission β^-, positive pour une émission β^+. Dans tous les cas cependant les erreurs statistiques sont de l'ordre de 20 % et il faut souvent tenir compte de corrections difficiles à évaluer avec exactitude.

Nous tenons à remercier l'équipe de l'atelier du laboratoire et tout particulièrement M. Baixas pour la rapidité et le soin avec lesquels ils ont réalisé cet appareillage.

Les diffuseurs d'or nous ont été très aimablement préparés par le service de M. Prugne au C. E. A.

Enfin les discussions que nous avons eues avec MM. Nataf et Sergent nous ont beaucoup aidées pour l'analyse de nos résultats.

TABLEAU II

Énergie en KeV	v/c	Épaisseur du diffuseur d'or en mg/cm²	$\sigma_{0°}/\sigma_{180°}$	P
128	0.6	0.26	1.37 ± 0.145	— 0,4 ± 0,14
128	0.6	0.35	1.33 ± 0.145	— 0,37 ± 0,14

BIBLIOGRAPHIE

[1] LEE (T. D.) et YANG (C. N.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 254.
[2] WU (C. S.), AMBLER, HAYWARD, HOPPES, HUDSON, *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1413.
[3] GARWIN, LEDERMAN, WEINRICH, *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1415.
[4] LEE (T. D.) et YANG (C. N.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1671.
[5] JACKSON (J. D.), TREIMAN (S. B.) et WYLD (H. W.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 517.
[6] NATAF (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 1187 et **244**, 3144.
[7] FRAUENFELDER (H.), BOBONE (R.), GOELER (E. von), LEVINE (N.), LEWIS (H. R.), PEACOCK (R. N.), ROSSI (A.) et PASQUALI (G. de), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 386.
[8] DE WAARD (H.) et POPPEMA (O. J.), *Physica*, 1957, XXIII, 597.
[9] CAVANAGH (P. E.), TURNER (J. F.), COLEMAN (C. F.), GARD (G. A.) et RIDLEY (B. W.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 1105.
[10] LANGEVIN-JOLIOT (H.) et MARTY (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 3142.
[11] LANGEVIN-JOLIOT (H.) et MARTY (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 670.
[12] SHERMAN (N.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1601.
[13] GOLDHABER (M.), GRODZINS (L.), SUNYAR (A. W.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 826.
[14] PAGE (L. A.) et HEINBERG (M.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 1220.
[15] FRAUENFELDER (H.), HANSON (A. D.), LEVINE (N.), ROSSI (A.) et PASQUALI (G. de), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 643.
[16] SHALIT (A. de), KUPERMAN (S.), LIPKIN (H. J.) et ROTNEM (T.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1459.
[17] ALIKHANOV (A. I.), YELISEYEV (R. P.) et LIUBIMOV (V. A.) et ERSHLER (B. Y.), *Z. Exp. Theor. Fys. SSSR*, 1957, **32**, 1027.
[18] FRAUENFELDER (H.), BOBONE (R.), GOELER (E. von), LEVINE (N.), ROSSI (A.) et PASQUALI (G. de), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 910.
[19] FRAUENFELDER (H.), BOBONE (R.), GOELER (E. von), LEVINE (N.), LEWIS (H. R.), PEACOCK (R. N.), ROSSI (A.) et PASQUALI (G. de), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 909.
[20] BŒHM (F.), NOVEY (T. B.), BARNES (C. A.) et STECH (B.), à paraître.
[21] DEUTSCH (M.), GITTELMAN (G.), BAUER (R. W.), GRODZINS (L.), SUNYAR (A. W.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1733.
[22] BENCZER KOLLER (N.), SCHWARZSCHILD (A.), VISE (J. B.) et WU (C. S.), à paraître (*Phys. Rev.*).

REVUE DES LIVRES

COPPENS (R.), **La radioactivité des roches.** (1 vol., 11,5 × 17,5 cm, 126 p., Presses Universitaires de France, Paris, 1957, 180 F.)

Dans ce petit volume, no 741 de la Collection « Que Sais-je ? » l'auteur, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Nancy, présente d'abord, en introduction, la « Radiogéologie » science qui se propose l'étude de la radioactivité du globe terrestre. Elle a débuté, sans être encore nommée, aussitôt après la découverte de la radioactivité, dès que Pierre et Marie Curie se sont intéressés à la radioactivité des Pechblendes de Joachimstahl. Après un bref rappel des connaissances sur la structure de la matière (chap. I) et la radioactivité (II), l'auteur entre dans le vif de son sujet avec l'étude de la radioactivité des roches ignées (III) et sédimentaires (IV) (avec un bref paragraphe sur celle des eaux naturelles). Il aborde ensuite, et traite longuement, la passionnante question de la mesure des temps géologiques (V), pour laquelle les méthodes les plus sûres dérivent de l'étude des transformations radioactives dans les roches. Le dernier chapitre est consacré — autre question passionnante — à l'influence de la radioactivité sur le bilan thermique du globe.

J. L.

LACHNITT (J.), **L'aérodynamique**. (1 vol., 11,5 × 17,5 cm, 120 p., Presses Universitaires de France, Paris, 1937, 180 F.)

L'auteur de ce livre (no 752 de la collection « Que Sais-je ? »), Ingénieur civil de l'aéronautique, considère surtout l'application de l'aérodynamique à l'aviation. Les généralités, Historique (chap. I) et Phénomènes généraux (II), tiennent assez peu de place, une trentaine de pages, et l'auteur passe tout de suite à l'étude de l'action de l'air sur les corps fuselés et l'aile d'avion, aux faibles vitesses d'abord (III), puis aux grandes vitesses (IV), avec essais en soufflerie (V), à l'aérodynamique de l'avion (VI) et, dans un très court chapitre, de l'automobile. Il donne une bibliographie sommaire (5 livres et 6 titres de revues). A vrai dire, l'aérodynamique intervient dans beaucoup d'autres domaines (physique de l'atmosphère, par exemple), mais cette remarque porte en somme sur le titre : la substance du livre n'en est pas moins intéressante.

J. L.

REMARQUES SUR NOTRE CONNAISSANCE ACTUELLE DE L'INTERACTION β

Par R. NATAF,
Collège de France, Orsay.

Résumé. — On montre qu'une interaction *VAST* où :
ST est associé avec un neutrino droit ;
VA avec un neutrino gauche ;
qui conduit à la polarisation « longitudinale » maximum des β émis s'accorde avec toutes les données expérimentales *sûres* actuelles sur la désintégration β des noyaux.

Abstract. — It is shown that a *VAST* interaction, where :
ST is associated with a " righ-handed " neutrino ;
VA with a " left-handed " one ;
which leads to the maximum " longitudinal " polarization of β particles, agrees with all the present *conclusive* experimental evidence on β-decay of nuclei.

Quand nous avons connu le résultat de l'expérience de Mme Wu sur ^{60}Co, nous avons essayé d'obtenir, à partir des données expérimentales connues, des relations entre les différentes constantes de couplage de l'interaction qui permettent d'abréger les calculs et de donner rapidement certains résultats aux expérimentateurs [1].

Les résultats récents sur la polarisation des électrons β confirment le modèle ainsi obtenu pour l'interaction, qui a été retrouvé par plusieurs autres auteurs [2].

Nous avions pris la densité d'Hamiltonien :

$$H = \sum_X C_X J_X + C'_X J'_X + H.C.$$

de Lee et Yang [3], supposant seulement la *conservation des leptons* (*hypothèse A*).

Les J_X et J'_X sont les dix invariants et pseudo-invariants usuels construits avec les quatre champs spinoriels, l'indice X correspondant à S, V, T, A, P. En fait, nous avons exclu P de cette analyse, puisque, dans la désintégration β des noyaux, les petits termes P, lorsqu'ils interviennent, sont inférieurs aux erreurs expérimentales. Les C_X, C'_X sont les constantes de couplage définies à un facteur de phase près.

1) Les formes expérimentales des spectres pour les transitions permises Gamow-Teller pures ($\Delta I = 1$, non) conduisent à la condition de Fierz :

$$F_2 \equiv Re(C_T C_A^* + C'_T C'^*_A) = 0.$$

Plus exactement, d'après l'analyse de Davidson et Peaslee [4]

$$|F_2| \leqslant 0{,}04\ (|C_T|^2 + |C'_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_A|^2). \qquad (1)$$

Nous avons postulé :

(a) $F_2 = 0$.
(b) dans l'expérience de Mme Wu, *l'asymétrie maxima* a été obtenue.

On peut alors en déduire :

$$C'_T = -C_T, \qquad C'_A = +C_A. \qquad (2)$$

2) D'autre part, les formes des spectres permis Fermi + Gamow-Teller ($\Delta I = 0$, non) conduisent à :

$$F_1 \equiv Re(C_S C_V^* + C'_S C'^*_V) \approx 0$$
$$F_1 \leqslant 0{,}1\ (|C_S|^2 + |C'_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_V|^2) \qquad (3)$$

d'après [4], les seconds membres de (1) et (3) étant, comme on sait [5], approximativement égaux.

Les spectres interdits du premier ordre $\Delta I = 0$ ou 1, oui conduisent à la condition de Mahmoud-Konopinski :

$$K \equiv Re(C_T C_V^* + C'_T C'^*_V) \approx 0$$

avec environ la même précision que (3)

Si nous postulons encore :

(c) $F_1 = 0$
(d) $K = 0$

et si nous faisons *l'hypothèse B d'invariance par renversement du temps*, qui permet de prendre les C_X, C'_X réels, on en déduit :

$$C'_S = -C_S, \qquad C'_V = +C_V. \qquad (4)$$

Bien que l'interaction ainsi obtenue, vérifiant (2) et (4), soit du type *VAST*, les calculs sont très simples avec elle ; en particulier, celui de la polarisation « longitudinale » des particules β, donnant : $P = \mp v/c$ pour $\beta \mp$ (spin en arrière pour β^-, en avant pour β^+). La simplicité du calcul algébrique est surtout due au fait que la fonction d'onde de l'électron n'intervient dans H que par la combinaison $(1 + \gamma_5)\,\psi_e$.

Maintenant si, réciproquement, nous postulons :

(c) $F_1 = 0$.
(e) $P = \mp v/c$ pour $\beta \mp$, avec les transitions permises *Fermi pures*

nous obtenons (4) de la même manière que (2), $|P|$ étant alors maximum, et *l'hypothèse B est inutile : elle peut ne pas être vérifiée.*

Les expériences donnent actuellement le résultat (e) (cf. [6]) pour *toutes* les transitions permises.

3) Pour obtenir la signification de (2, 4), notons les deux groupes de relations :

$$C'_T = -C_T, \quad C'_S = -C_S ;$$
$$C'_A = +C_A, \quad C'_V = +C_V.$$

1. — Si H ne contient que S et T, la particule neutre émise avec un β^+ a une « hélicité » + 1.

L'interaction est alors la même qu'avec la théorie du neutrino asymétrique (de Weyl) droit.

2. — Si H ne contient que V, A elle est la même que donne le neutrino de Weyl gauche.

3. — Pour $VAST$, les deux types de neutrino sont émis, mais à cause de (2,4), l'interaction se divise en :

ST associé au neutrino droit ;

VA associé au neutrino gauche,

ce qui explique aussi la simplicité des calculs, et *l'annulation des termes d'interférence* F_1, F_2, K *entre* ST *et* VA.

Dans ce dernier cas, il est plus naturel d'énoncer les propriétés de H en fonction de l'électron β émis : H favorise au maximum la polarisation « longitudinale » des β.

On peut aussi réinterpréter 3, avec l'Hamiltonien de Pauli [7], *qui rejette l'hypothèse A* de conservation des leptons :

$$H = \sum_X (\psi_p^* O_X \psi_n)$$
$$\times \{ \psi_e^* O_X [(C_X + C'_X \gamma_5) \psi_\nu + (D_X + D'_X \gamma_5) \gamma_5 \psi_\nu^c] \}. \quad (5)\ (^1)$$

(1) Dans la notation de Kahana et Pursey à qui nous sommes redevables de la communication de leur travail avant publication dans *Nuovo Cimento* [7b].

Un neutrino de Weyl droit ν est émis avec ST, son « antiparticule » ν^c (gauche) avec VA, c'est-à-dire que :

$$C'_S = -C_S, \ C'_T = -C_T ; \quad D_T = D'_T = D_S = D'_S = 0$$
$$C_V = C'_V = C_A = C'_A = 0 ; \quad D'_V = +D_V, \ D'_A = +D_A.$$

4) Les expériences de corrélation angulaire β^- noyau de recul devraient permettre de décider si l'on a 1., 2. ou éventuellement 3., la relation de corrélation dépendant des valeurs K_{TT}, K_{AA}, K_{SS}, K_{VV} [8], où : $K_{XX} = |C_X|^2 + |C'_X|^2 + |D_X|^2 + |D'_X|^2$ en général avec (5) ; les K_{XX} remplacent les $|C_X|^2$ des anciennes formules suivant le résultat général de [7b].

Malheureusement, les expériences sur les éléments ^{6}He et ^{23}Ne (transitions Gamow-Teller pures) donnent des résultats contradictoires : avec ^{6}He, $K_{AA} \approx 0$ [9] ; avec ^{23}Ne : $K_{AA} \approx K_{TT}$ [2].

En tenant compte des autres expériences sur ^{35}A, ^{19}Ne et n, M. Vinh-Mau [10] a obtenu, compte tenu de $K_{AA} + K_{TT} \approx K_{SS} + K_{VV}$ [5], les rapports suivants, peu simples :

	K_{SS}	K_{VV}	K_{TT}	K_{AA}
^{23}Ne + autres ≈	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$
^{6}He + autres	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{4}{10}$	$\frac{1}{10}$
Moyenne ^{23}Ne, ^{6}He + autres	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{6}$

Des expériences plus précises de corrélation β.ν sont donc nécessaires pour une meilleure compréhension de l'interaction β.

BIBLIOGRAPHIE

[1] NATAF (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 884 ; **244**, 1031 ; **244**, 1187 et 1917 ; **244**, 3144 (et Communication au Congrès de Padoue, Venise).

[2] CAVANAGH (P. E.), COLEMAN (C. F.), RIDLEY (B. W.) et TURNER (J. F.), *Nuclear Physics* (à paraître). AIDER (K.), Rapport au Congrès de Rehovoth. GATTO (R.), Communication au Congrès de Padoue, Venise.

[3] LEE (T. D.) et YANG (C. N.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 254.

[4] DAVIDSON (J. P.) et PEASLEE (D. C.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1232.

[5] BOUCHEZ (R.) et NATAF (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 86.
KOFOED-HANSEN (O.) et WINTHER (A.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 418 (L).

[6] LANGEVIN-JOLIOT (H.) et MARTY (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 670 et Communication à la présente Conférence.

[7] PAULI (W.), *Nuovo Cimento*, 1957, **6**, 204.

[7b] KAHANA et PURSEY (D. L.), Prépublication.

[8] ENZ (C. P.), *Nuovo Cimento*, 1956, **6**, 250.

[9] RUSTAD (B. M.) et RUBY (S. L.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 991.

[10] VINH-MAU, *C. R. Acad. S.c* (à paraître).

ÉTUDE DE L'EXCITATION ET DE L'AUTO-IONISATION DU CORTÈGE ÉLECTRONIQUE ACCOMPAGNANT LA CAPTURE K DE ^{71}Ge

Par Michel LANGEVIN,
Collège de France, Orsay.

Résumé. — L'étude au moyen d'un compteur proportionnel de la probabilité de création d'une double lacune dans la couche K au cours de la capture K de ^{71}Ge donne la valeur $P(2) = (1{,}33 \pm 0{,}15)\ 10^{-4}$ la probabilité partielle d'autoionisation étant $P(\text{éject.}) = (0{,}78 \pm 0{,}07)\ 10^{-4}$. Ces valeurs sont en accord avec la théorie de Primakoff et Porter.

Abstract. — Proportional counter study of the probability for the production of a double vacancy in the K shell during K capture of ^{71}Ge gives the value $P(2) = (1{,}33 \pm 0{,}15)\ 10^{-4}$ the partial probability of autoionization being $P(\text{eject.}) = (0{,}78 \pm 0{,}07)\ 10^{-4}$. These experimental results are in good agreement with the theory of Primakoff and Porter.

L'étude théorique détaillée des phénomènes d'excitation et d'autoionisation du cortège électronique au cours d'une capture K avec création d'une double lacune dans la couche K a été faite par H. Primakoff et F. Porter [1]. Ces phénomènes ont été étudiés expérimentalement dans le cas de ^{55}Fe par F. Porter et H. Hotz [2] et par G. Charpak [3] et dans le cas de ^{37}A par J. A. Miskel et M. L. Perlman [4].

Nous avons entrepris au moyen d'un compteur proportionnel l'étude de l'excitation et de l'autoionisation du cortège au cours de la capture K du ^{71}Ge [5]. Le compteur proportionnel de 3 cm de diamètre et de 8 cm de longueur utile était placé dans une couronne de compteurs Geiger-Müller en anti-coïncidence et protégé par un blindage de plomb doublé de cuivre de 6 cm d'épaisseur. Avec un remplissage de propane à la pression de 30 cm de mercure le mouvement propre du compteur est réduit à une 1 impulsion par minute pour les amplitudes correspondant à une énergie supérieure à 20 keV.

En incorporant au gaz du compteur une très faible quantité de tétrahydrure de germanium actif on observe une raie K correspondant à l'émission d'un électron Auger K lors du réarrangement atomique consécutif à une capture K (*fig. 1a*). La forme de cette raie montre que malgré les dimensions et la pression réduites l'effet paroi est acceptable.

La figure 1*b* montre le spectre d'impulsions obtenu au moyen d'un sélecteur à 50 canaux dans la région voisine des amplitudes doubles de l'amplitude de la raie K. On met ainsi en évidence la raie de double ionisation K mais malgré une constante de temps de différentiation de 0,2 µs le faible taux de comptage imposé par la possibilité d'empilements fortuits de deux impulsions de la raie K ne permet pas une étude quantitative précise de ce phénomène. Nous avons donc repris cette étude avec un sélecteur d'amplitude à une bande d'analyse de largeur $\Delta V = 10$ volts.

Les mesures portant sur la partie énergique du spectre ont été effectuées à activité élevée ($N_K = 80\ 000$/mn) les empilements n'étant plus à craindre. L'activité a ensuite été réduite progressivement au fur et à mesure que l'on étudiait des

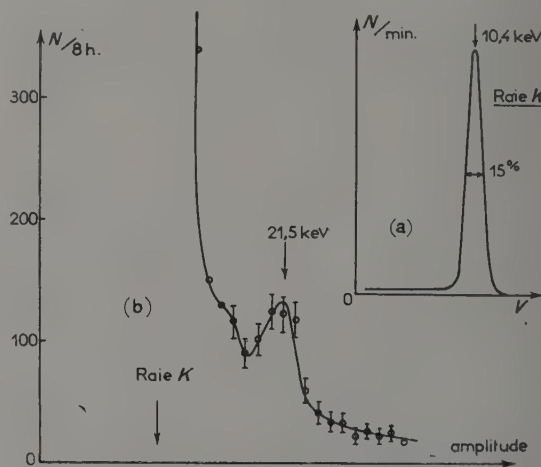


Fig. 1.

régions plus proches du double de l'énergie K. Ceci a pu être réalisé sans modification du remplissage du compteur par une surchauffe momentanée du purificateur amenant une décomposition sur le calcium d'une partie du gaz actif.

On a vérifié que pour chaque énergie l'effet d'empilement était négligeable en comparant les résultats obtenus pour deux activités différentes.

Les impulsions obtenues après déduction du mouvement propre pour une énergie égale ou supérieure au double de l'énergie K sont dues à la

formation d'une double lacune dans la couche K mais peuvent provenir de différents effets accompagnant la recombinaison du cortège.

1. — Émission de deux photons K et éventuellement d'un électron éjecté dû à l'autoionisation.

2. — Émission d'un photon K d'un électron Auger K et éventuellement d'un électron d'autoionisation.

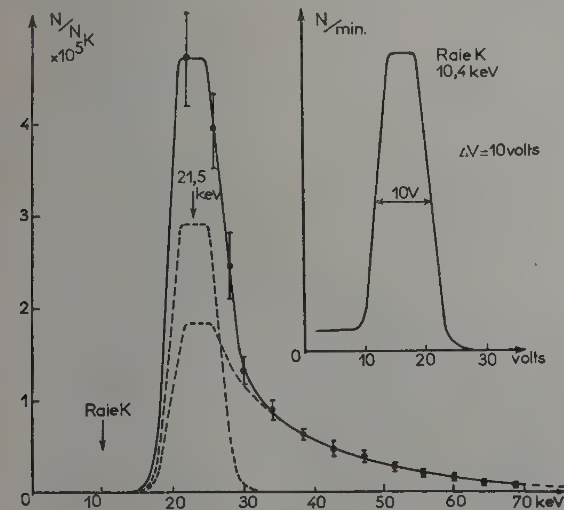


Fig. 2.

3. — Émission de deux électrons Auger K et éventuellement d'un électron d'auto-ionisation.

Les photons K s'échappant du gaz du compteur, on a déduit des résultats expérimentaux les contributions des effets 1 et 2. La figure 2 représente alors le spectre d'impulsions correspondant au processus 3. La forme du spectre continu observé correspond à la forme théorique prévue pour le phénomène d'autoionisation avec $Z = 32$ et une énergie de désintégration de 226 keV. En tenant compte de l'échappement des photons K on obtient finalement

$$P(2) = (1{,}33 \pm 0{,}14)\ 10^{-4} \quad (P(2)_{\text{th.}} = 1{,}23.10^{-4})$$

pour la probabilité de création d'une double lacune dans la couche K
et

$$P(\text{éject.}) = (0{,}78 \pm 0{,}07)\ 10^{-4} \quad (P(\text{éject})_{\text{th}} = 0{,}74.10^{-4})$$

pour la probabilité du même phénomène avec autoionisation.

Il faut faire remarquer toutefois que les corrections dues aux processus 1 et 2 peuvent introduire une erreur systématique plus sensible pour l'évaluation de $P(2)$ et que ces valeur sont été obtenues en admettant que le rendement de fluorescence K moyen correspondant au phénomène de double ionisation reste peu différent du rendement $w_K = 0{,}47$ [6] admis pour une lacune simple.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 930.
[2] *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 938.
[3] *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 243.
[4] *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1687.
[5] Langevin (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 664.
[6] Laberrigue-Frolow (J.) et Radvanyi (P.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 944.

ERRATUM

Article de Mlle T. Yuasa, Mme J. Laberrigue-Frolow et L. Feuvrais, *J. Physique Rad.*, août-septembre 1957, **18**, p. 498.

Dans la référence [31], p. 504, au lieu de :

[31] Day (R. B.) et Lind (D. A.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1957, **2**, 179.

lire :

[31] Klœpper (R. M.), Day (R. B.) et Lind (D. A.), *Bull Amer. Phys. Soc.*, 1957, **2**, 60.

TRANSITIONS DIPOLAIRES ÉLECTRIQUES INTERDITES DANS LA DÉSINTÉGRATION $^{161}Tb \rightarrow ^{161}Dy$

Par Michel VERGNES,
Laboratoire de Physique Nucléaire du Collège de France, à Orsay.

Résumé. — Trois photons de 25,5 — 49 — 74,5 keV ont été mis en évidence. Les deux premiers forment une cascade, le troisième étant le cross-over. Deux niveaux sont ainsi définis à 25,5 et 74,5 keV. Les périodes de ces niveaux ont été mesurées. La mesure des coefficients de conversion permet de déterminer les deux transitions de 25,5 et 74,5 keV, comme étant de nature E1 (+ M2). Les probabilités de ces deux transitions sont beaucoup plus faibles que celles obtenues par la formule de Weisskopf. Un schéma de niveaux est proposé.

Abstract. — Three photons of 25,5 — 49 — 74,5 keV have found. The firsttwo form a cascade, the third one being the cross-over. Two levels are thus defined at 25,5 and at 74,5 keV. The periods of these levels have been measured. The measurement of the conversion coefficients allows the determination of the nature of the two transitions of 25,5 and 74,5 keV, as both being E1 (+ M2). The probabilities of these two transitions are very small compared with those obtained by the formula of Weisskopf. A level scheme is given.

Introduction. — Les niveaux excités du ^{161}Dy ont déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études [1].

Des photons de 25,6 — 27,7 — 48,8 — 57,3 — 74,8 — 78,3 — 106,2 — 132,1 keV, ont été mis en évidence et des schémas de niveaux ont été proposés dans les derniers travaux publiés.

Il existe entre les différents auteurs un désaccord tant sur la nature des photons que sur les énergies, spins et parités des niveaux excités. L'étude de la désintégration du ^{161}Tb a donc été reprise en utilisant un spectromètre γ à scintillation, un montage de coïncidence entre deux spectromètres à scintillation (permettant les coïncidences β-γ et γ-γ, avec un temps de résolution : $2\tau \sim 4.10^{-7}$ s), et un montage de coïncidence du type « rapide-lent ».

Préparation des sources. — De l'oxyde de gadolinium a été irradié durant huit jours à la pile de Saclay. Le ^{161}Gd produit se désintègre avec une période de 3,6 minutes, pour donner le ^{161}Tb (période $\sim$ 7 jours). La source contenait également du ^{153}Gd (235 jours) et du ^{159}Gd (18 heures).

Coïncidences β-γ. — Un cristal d'anthracène servait de détecteur β, les γ étant détectés par un cristal INa(Tl). Le spectre obtenu se compose de 3 pics à 26 keV, 49 keV, 77 keV.

Coïncidences rapides entre les photons de 25,5 et 49 keV. — La courbe représentant la variation du nombre de coïncidences en fonction des retards intercalés est donnée figure 1. Nous en déduisons, par la méthode des moindres carrés :

$$T\ 1/2 = (2,7 \pm 0,2)10^{-8} \text{ s.}$$

Cette période est celle du niveau de 25,5 keV, l'ordre des deux photons de la cascade 25,5 — 49 keV étant établi ici sans ambiguïté.

Le spectre en coïncidence avec le photon de 25,5 keV (les impulsions rapides du spectre

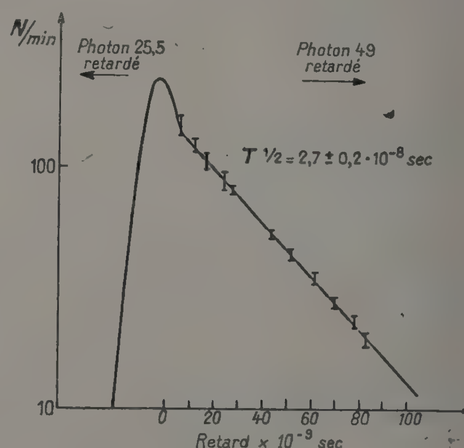


Fig. 1.

étant retardées de 50.10^{-9} s) se compose du photon de 49 keV et de son pic de fuite. Inversement, on ne trouve en coïncidence avec le photon de 49 keV que le photon de 25,5 keV.

Le photon de 77 keV n'aboutit ni au niveau de 25,5 keV, ni au niveau de 74,5 keV, d'après les résultats ci-dessus. Nous en déduisons qu'il aboutit au niveau fondamental et que le niveau de 74,5 keV se désexcite en émettant des photons de 49 et 77 keV, en parallèle.

Période du niveau de 74,5 keV. — Un cristal d'anthracène détectait les β, le spectre γ en coïncidence était analysé par un sélecteur à 60 canaux. Un spectre étant pris pour chaque retard ajouté sur le trajet des impulsions rapides, nous avons pu tracer les courbes : nombre de coïncidences en fonction du retard pour les photons de 49 keV et 74,5 keV.

On en déduit :

$$T\,1/2\ (74{,}5) = (2{,}3\ \pm\ 0{,}7)10^{-9}\ \text{s}.$$

Coefficients de conversion des photons de 25,5 et 74,5 keV. — Connaissant le nombre de particules reçues par le détecteur β au cours de la mesure du spectre γ en coïncidence avec les β, les dispositions géométriques et les écrans, nous sommes à même de calculer des limites supérieures pour les coefficients de conversion :

$$\alpha(25{,}5) < 3{,}3 \qquad \alpha(74{,}5) < 2{,}75.$$

La comparaison avec les valeurs théoriques conduit à un assignement : $E1 + M2$ (< 7/10 000) pour le photon de 25,5 keV, $E1 + M2$ (< 4 %) pour le photon de 74,5 keV.

Coefficient de conversion du photon de 49 keV. — Une mesure effectuée en coïncidence rapide entre le photon de 25,5 keV et le photon de 49 keV, avec un temps de résolution d'environ 6.10^{-8} s et un retard suffisant pour éliminer les coïncidences « promptes » ou à faible période, nous a permis de fixer une limite inférieure : $\dfrac{I\gamma(49)}{I\gamma(25{,}5)} > 0{,}32$. Connaissant $I\gamma(25{,}5)$ et une limite supérieure de $\alpha(25{,}5)$, sachant d'autre part que $I(49) \leqslant I(25{,}5)$ — les 2 photons étant en cascade — on peut en déduire : $\alpha(49) < 12{,}5$. La comparaison avec les coefficients de conversion théoriques montre que seuls sont possibles des mélanges : $E1 + M2$ ou $M1 + E2$.

Le photon de 74,5 keV étant de nature $E1$ $(+ M2)$, la conservation de la parité nous oblige — le niveau de 25,5 keV et le niveau fondamental ayant des parités différentes — à adopter une nature $M1 + E2$ (< 10 % de $E2$) pour le photon de 49 keV.

Probabilité de la transition $E1$ de 25,5 keV. — La désexcitation du niveau de 25,5 keV s'effectuant uniquement par une transition de 25,5 keV, on a : $\tau_\gamma = (1 + \alpha(25{,}5))\ \tau_{\text{obs}}$. Le calcul montre que la probabilité de transition est réduite par rapport à la valeur donnée par Weisskopf, le facteur de réduction étant d'environ 10^{-4}.

Probabilité de la transition $E1$ de 74,5 keV. — Une valeur de : $\dfrac{I(74{,}5)}{I(49)} \sim 0{,}14$ nous a été communiquée récemment [4]. Ceci nous permet de calculer la probabilité de la transition γ de 74,5 keV. On trouve une réduction par rapport à la valeur de la probabilité calculée par Weisskopf, le facteur de réduction ayant une valeur comprise entre 6.10^{-6} et 3.10^{-5} (même si le niveau était désexcité essentiellement par la transition de 74,5 keV, on aurait encore un facteur de réduction au plus égal à 2.10^{-4}).

Discussion. — Le spin des niveaux fondamentaux des noyaux de ^{161}Dy et ^{163}Dy a été mesuré comme égal à 5/2 [2]. S'il s'agit pour le ^{161}Dy d'un spin 5/2 — (orbite 44 de Nilsson), le ^{163}Dy qui a deux neutrons de plus ne peut avoir lui aussi un spin 5/2, sauf si les deux neutrons se couplent sur l'orbite 11/2 — (orbite 28), mais ceci conduirait à une augmentation de la déformation ; or une étude récente [3] a montré que c'est le contraire qui se produit. En effet : $\dfrac{\mathcal{I}\ 161}{\mathcal{I}\ 163} \sim 1{,}6$.

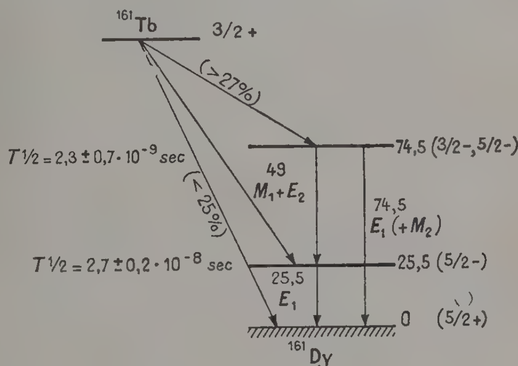


Fig. 2.

De plus, les niveaux à 25,5 et 74,5 keV — se désexcitant par des $E1$ au niveau fondamental — devraient avoir des spins 3/2 + ou 5/2 + ou 7/2 +. Dans les courbes de Nilsson on ne trouve que des niveaux excités 7/2 + et 9/2 + (orbites 54 et 49) et à des énergies élevées.

Une interprétation récente [4] admet un spin 5/2 + pour le niveau fondamental du ^{161}Dy. Ceci est possible si deux neutrons se couplent sur l'orbite 11/2 —. Alors le niveau fondamental du ^{163}Dy devient 5/2 — et la différence de moment d'inertie peut s'expliquer, les structures des deux noyaux étant différentes.

Le niveau à 25,5 keV correspond alors à l'orbite 5/2 — (orbite 44). Le niveau à 74,5 keV peut avoir un spin 3/2 — ou 5/2 — ou 7/2 —. Une orbite 5/2 — existe (orbite 50) et un niveau excité 3/2 — peut être obtenu si deux neutrons se couplent sur l'une des orbites 5/2, laissant un neutron sur l'orbite 3/2 — (orbite 52).

Un schéma de niveaux basé sur cette discussion est proposé (*fig.* 2).

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France.

Résultats récents. — Nous avons reçu récemment en communication privée certains résultats expérimentaux obtenus à Copenhague [4] sur la désintégration $^{161}Tb \rightarrow {}^{161}Dy$. Les périodes trouvées pour les niveaux de 25,5 et 74,5 keV diffèrent très peu de celles que nous avons données plus haut. La nature des transitions de 25,5 — 49 et 74,5 keV déterminée dans cette étude est en parfait accord avec nos propres résultats.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Vergnes (M.), « Sur les niveaux excités du ^{161}Dy » : *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 579.
[2] Cook (A. H.) et Park (J. G.), *Proc. Phys. Soc.* (London), 1956, **435**, 282.
[3] Heydenburg (N. P.) et Pieper (G. F.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1297.
[4] Gregers-Hansen (P.), Nielsen (O. B.), Sheline (R.) et Nathan (O.), Communication privée (à paraître dans *Nuclear Physics*).

REVUE DES LIVRES

Conférences du C. E. N. de Saclay, **Initiation à l'énergie nucléaire** (1 vol., 12 × 19 cm, 296 p., Hachette, Paris, 1956, 780 F.)

Les bons livres de vulgarisation scientifiques sont rares, en France particulièrement, et il faut remercier les éminents savants et techniciens du C. E. N. d'avoir réuni leurs efforts pour publier celui-ci. Ils ont, soit rédigé spécialement l'exposé consacré à leur spécialité, soit autorisé la reproduction de rapports, d'articles ou de conférences antérieurs.

Le premier chapitre fournit les connaissances générales sur la matière et l'énergie nécessaires à la compréhension du reste de l'ouvrage : c'était sans doute le plus délicat à rédiger, car si le but a atteindre est à peu près défini, le le niveau de départ, celui du lecteur, ne l'est pas, contrairement à ce qui eu lieu, en principe, dans une classe un amphithéâtre de l'Université.

Les chapitres II et III donnent des vues d'ensemble très claires sur la radioactivité (avec peut-être quelques réserves sur la présentation du neutrino, mais cela non plus n'est pas facile) et sur les réactions nucléaires.

Ensuite vient la partie plus proprement technique, consacrée aux neutrons et aux piles (IV et V) ; aux combustibles nucléaires (VI) ; aux accélérateurs de particules (VII); au rôle, considérable, de l'électronique dans l'utilisation de l'énergie nucléaire (VIII) ; à la fabrication des radioéléments artificiels (IX) ; à leur rôle, et à celui de l'énergie atomique en général, en biologie (X) ; à la protection contre les radiations (XI).

On quitte la technique au chapitre suivant (XII. De Hiroshima à Genève), exposé historique sur les circonstances et les conséquences politiques de l'utilisation de l'énergie nucléaire. Viennent ensuite (XIII. Une grande chance pour la France) un inventaire des ressources en Uranium et Thorium dans le monde, et particulièrement en France, puis (XIV), une esquisse des conditions nécessaires au développement de l'énergie nucléaire et des possibilités économiques qu'elle présente. Le livre se termine par une courte étude (XV) du statut juridique du C. E. A.

J. L.

Boudouris (G.), **Propagation troposphérique** (1 vol., 17 × 23 cm, 463 p., Centre de Documentation Universitaire, Paris, 1957, 3 000 F.)

Ouvrage très complet sur la propagation des ondes radioélectriques autour de la terre, préfacé par M. E. Vassy. L'auteur commence par une étude théorique générale de la propagation des ondes planes (chap. I) et sphériques (II) dans les différents milieux (diélectrique homogène, milieu homogène quelconque), leur réfraction et leur réflexion, leur pénétration dans les milieux absorbants.

Il passe ensuite (III et IV) à la propagation au voisinage d'une terre plane, qu'il applique au cas où l'émetteur et le récepteur sont sur la surface même du sol, et à celui où ils sont légèrement surélevés, puis à la propagation au-dessus d'une terre sphérique (V), la terre étant dans les deux cas supposée homogène.

Le chapitre IV traite de la propagation au-dessus d'une terre non homogène, et de l'influence des irrégularités et des obstacles, et le chapitre VII de la propagation en troposphère réelle, non homogène.

L'auteur tire enfin les conclusions de son ouvrage, en résumant les conditions de propagation pour les différentes gammes de fréquence. Une liste des ouvrages et articles cités dans le texte (102 références) donne une bibliographie très actuelle (jusqu'à fin 1956) de la question.

L'ouvrage, d'un niveau élevé, intéressera les physiciens et techniciens que préoccupent ces questions d'actualité. Regrettons seulement que des raisons financières aient empêché de l'éditer au véritable typographie : le texte en est néanmoins soigné, et aisément lisible.

J. L.

LE SPECTRE BÊTA ET ÉLECTRONIQUE DU RaD

Par J. TOUSSET et A. MOUSSA,
Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — On a étudié au spectromètre magnétique le spectre d'électrons du Ra*D* au-dessus de 3 keV. Les deux spectres nucléaires de 15 et 61 keV ont été séparés du spectre d'électrons Auger *L*. On a mesuré les rendements de fluorescence et Auger de la couche *L*.

Abstract. — Study of the electron spectrum of Ra*D* above 3 keV. The two nuclear beta-spectra of 15 and 61 keV have been separated from the Auger *L* electrons. The fluorescence and Auger yields of the *L* shell have been measured.

L'emploi de sources très minces obtenues par évaporation sous vide et d'un spectromètre à double focalisation équipé d'un compteur G. M. possédant une fenêtre dont le cut-off mesuré se situe vers 1,5 keV a permis l'exploration du spectre électronique du Ra*D* (^{210}Pb) en équilibre avec ses descendants, sans correction sensible pour l'absorption jusque vers 5 keV avec un pouvoir séparateur

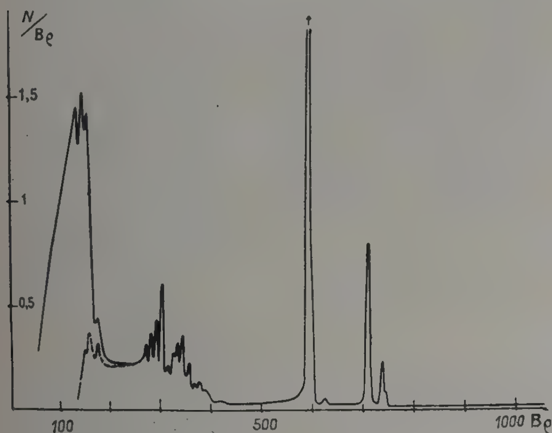


Fig. 1.

de l'ordre de $1{,}7.10^{-2}$ (*fig.* 1). Cette étude a été poursuivie jusque vers 3,5 keV, sans absorption, à l'aide d'une post-accélération de 1 500 volts. Nous nous sommes proposé une estimation des rendements Auger *L* moyennant certaines suppositions indispensables en ce qui concerne en particulier la séparation des électrons Auger L_{I} et Auger L_{II}.

Nous devons d'abord estimer l'importance du fond continu qui comprend en fait trois spectres nucléaires : spectre du Ra*E*, spectre beta du Ra*D* correspondant à la transition directe de 61 keV dont l'existence et l'estimation a fait l'objet d'un travail précédent [1] et enfin spectre beta mou d'énergie maximum voisine de 15 keV. L'importance de ce dernier spectre est primordiale dans cette région, mais il est presque entièrement masqué et on ne dispose pour son observation que de la région 4-5,4 keV (entre les spectres Auger *L* et Auger *M*). Notre précédente étude du spectre beta de 61 keV fournissait pour celui-ci la proportion $0{,}19 \pm 0{,}04$, d'où, pour le spectre mou $0{,}81 \pm 0{,}04$. On obtient un meilleur accord avec l'expérience dans la région précitée en prenant une proportion de 0,85. Faute d'informations plus précises, et

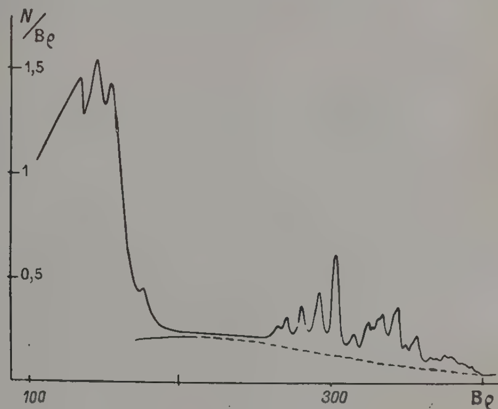


Fig. 2.

étant donné la faible influence des facteurs de forme pour Wo faible, nous supposons le spectre de forme permise et nous négligeons également l'effet d'écran. Le spectre de 61 keV, d'intensité complémentaire, est supposé de forme permise également. Enfin, le spectre du Ra*E* est construit avec l'hypothèse que la formule donnant le facteur de forme *C* de Plassman et Langer [2] est valable dans cette région de basse énergie ; l'importance de ce spectre est en fait assez minime (*fig.* 2).

Les raies Auger *L* du Ra*E* forment un ensemble très complexe dont le dépouillement paraît très délicat. Plusieurs analyses de ces raies furent données par Kobayashi [3] puis par M. A. S. Ross et al. [4] ces derniers utilisant le spectre établi

par Bashilov et al. [5]. On peut aussi se reporter à l'analyse des raies Auger L du dépôt actif du thorium. Une étude détaillée fut faite par A. Moussa et J. B. Bellicard [6], puis par Burde et Cohen [7]. La superposition inévitable des raies impose certaines réserves quant à une estimation quantitative des différents groupes. Nous admettons dans certaines limites l'analyse de M. A. S. Ross et al.

Une étude préliminaire des raies de conversion du gamma de 46,5 keV avec un pouvoir séparateur de $5{,}2.10^{-3}$ nous a permis de fixer les rapports de conversion $L_I/L_{II}/L_{III}$ comme suit 1/0,088/0,008 soit en prenant les notations de Ross : $C_2 = 0{,}088$ et $C_3 = 0{,}008$.

D'autre part, nous avons tracé une droite de Kurie du spectre du RaE à l'aide du facteur de forme C de Plassman et Langer [2], ce qui nous permet d'établir le nombre d'électrons de conversion par désintégration que nous trouvons égal à 0,77 d'où nous tirons également le facteur I, nombre d'électrons L de conversion par désintégration, soit 0,60. La mesure de l'aire sous le spectre Auger L conduit à la détermination du facteur A, nombre d'électrons Auger L par désintégration ; nous trouvons 0,38, d'où, pour F, nombre de quanta XL par désintégration : 0,22. Nous obtenons donc $F/I = 0{,}37$.

Nous donnons un tableau récapitulatif des principaux résultats acquis par différents auteurs :

Le spectre Auger L que nous avons tracé est en bon accord avec ceux de Kobayashi et de Bashilov, mais les spectres de ces auteurs montrent une absorption sensible en-dessous de 8 keV environ. En suivant toujours les notations de Ross, c'est-à-dire en appelant 1, A_2, A_3 les nombres relatifs d'électrons Auger produits à partir des 3 niveaux, et en admettant l'analyse approchée de Ross, pour les électrons Auger d'énergie supérieure à 8,5 keV, nous trouvons : $A_3/(1 + A_2) = 1{,}5$ puis $A_2 = 1{,}6$ soit $A_3 = 3{,}9$, et si nous appelons ω_1, ω_2, ω_3, les rendements de fluorescence des 3 niveaux L ; a_1 a_2, a_3 les rendements Auger des 3 niveaux ; f_{12} et f_{13} les rendements de la transition Coster-Kronig pour le transfert de l'ionisation de la couche 1 aux couches 2 et 3, nous trouvons :

$a_1 = 0{,}11$ $\omega_1 = 0{,}11$ $f_{12} = 0{,}16$ $f_{13} = 0{,}62$
$a_2 = 0{,}68$ $\omega_2 = 0{,}32$
$a_3 = 0{,}66$ $\omega_3 = 0{,}34$

en faisant l'hypothèse que $f_{23} = 0$ et en prenant les valeurs $F_2 = 0{,}79$ et $F_3 = 2{,}12$ admises par Ross comme nombres de quanta X produits à partir des niveaux 2 et 3 relativement à ceux de la couche 1 pris comme unité.

Tableau récapitulatif.

	a_1	ω_1	f_{12}	f_{13}	a_2	a_3
Kinsey	0,07	0,11	0,12	0,70	0,494	0,67
M. A. S. Ross	0,11	0,11	0,19	0,58	0,62	0,60
Burde et Cohen ...	0,15	0,09	0,24	0,52	0,34	0,54
Présent travail....	0,11	0,11	0,16	0,62	0,68	0,66

Les divers résultats dépendent fortement des hypothèses faites dans l'analyse du spectre Auger L sauf pour a_3 dont la détermination est plus sûre, comme le montre la discussion du système d'équations. Nous n'avons pu suivre Burde et Cohen dans leur analyse, surtout en ce qui concerne l'attribution au groupe L_{III} d'une raie importante (appelée A'_7) de 10,2 keV et que nous attribuons plutôt au groupe L_{II}. Cette divergence ne se répercute vraiment d'une manière très sensible que sur a_2.

	L_I	L_{II}	L_{III}	M	N	O	I	F/I
Cranberg	1	0,09	0,019	0,29	0,085	0,021	0,54	0,465
Butt et Brodie		1			0,266		0,467	0,54
Wu	1	0,075	0,007	0,256	0,077		0,64	0,39
Bashilov	1	0,15	0,0086	0,27	0,058	0,021	0,45	0,56
Présent travail......	1	0,088	0,008	0,24	0,06	0,014	0,60	0,37

BIBLIOGRAPHIE

[1] Tousset (J.) et Moussa (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1617.
[2] Plassman et Langer. *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1593.
[3] Kobayashi (Y.), *J. Phys. Soc.*, Japan, 1953, **8**, 440.
[4] Ross (M. A. S.), Cochram (A. J.), Hugues (J.) et Feather, *Proc. Phys. Soc.*, 1955, **68** A, 612.
[5] Bashilov, Dzhelepov et Chervinskaya, *Izv. Akad. Nauk.*, SSSR, 1953, **17**, 428.
[6] Moussa (A.) et Bellicard (J. B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1156.
[7] Burde et Cohen, *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1085.

ÉTUDE DES NIVEAUX EXCITÉS DU $^{214}_{84}$Po (RaC)

Par G. R. BISHOP et F. MADAULE,
E. N. S., Laboratoire de Physique.

Résumé. — Par mesures en coïncidences β-γ et γ-γ on a pu établir le schéma de désexcitation du $^{214}_{84}$Po. On a mesuré les corrélations angulaires de plusieurs cascades de rayons gamma. En conjuguant les résultats de ce travail avec ceux d'autres auteurs, on a pu déterminer le spin et la parité de la plupart des niveaux excités.

Abstract. — Coincidence measurements on the γ-rays and β-rays of $^{214}_{84}$Po lead to a decay scheme. Spins and parities of the excited states are proposed on the basis of angular correlation studies, internal conversion coefficients and β-ray lifetime determinations. There is evidence of collective model effects for this nucleus.

1. **Introduction.** — Le schéma de désintégration du radium C'($^{214}_{84}$Po) a fait l'objet de plusieurs études à cause de sa complexité. Le radium C' provient de la désintégration β du radium C et se désintègre lui-même par émission α. Or il existe de très nombreux rayons β provenant de la désintégration du radium C, tous mènent à des états excités ou l'état fondamental du RaC' : le schéma des niveaux en comporte donc un grand nombre qui disparaissent par émission γ et émission α en concurrence.

Ces niveaux ont été étudiés : d'une part par les mesures de structure fine du spectre α[1] : d'autre part, par les mesures précises sur les électrons de conversion interne des divers rayons γ[2,3].

Ces séries de mesures donnent des résultats concordants et permettent de connaître les énergies d'excitation des niveaux. Mais elles ne donnent que des renseignements insuffisants sur les divers rayons γ émis : elles ne décèlent pas les diverses cascades. Nos mesures en coïncidence ont pour but d'obtenir le maximum de renseignements sur les niveaux excités et la façon dont ils se désexcitent. Dans beaucoup de cas, on a réussi à déterminer le spin et la parité du niveau considéré.

2. **Montage et appareils utilisés.** — Le montage utilisé en électronique est en gros resté le même pour les diverses séries d'expériences. Il consiste en un circuit de coïncidence lent-rapide dont une description apparaîtra sous peu. Les compteurs utilisés étaient des compteurs à scintillation comportant des cristaux de NaI(TI) de dimensions diverses, pour les rayons γ, ou des scintillateurs organiques pour les rayons β. Dans tous les cas ces scintillateurs étaient montés sur des photomultiplicateurs Du Mont 6292.

Pour les coïncidences γ — γ on a employé une source de 34 microcuries de chlorure de radium en équilibre, disposée dans un cylindre d'aluminium. Pour les coïncidences β — γ on a employé un dépôt du même sel renfermé dans des feuilles minces d'aluminium, le tout ayant une épaisseur totale de 2 mg/cm^2. Le montage électronique permettait une sélection en énergie dans chaque voie, par kicksorter ou par discriminateur, et les spectres en coïncidence étaient envoyés à un analyseur d'impulsions multicanaux à travers un circuit-porte.

3. **Établissement du schéma de désexcitation.** — Spectres en coïncidence γ — γ et β — γ :

La courbe montre, en coïncidence avec le rayon de 609 keV, des pics d'énergies : 0,77 — 0,93 — 1,12 — 1,15 — 1,24 — 1,4 — 1,5 — 1,9 MeV. L'identification des valeurs de ces énergies avec les valeurs beaucoup plus précises trouvées par Slatis [2], nous permet d'attribuer à ces rayons les énergies (en MeV) : 0,7687 — 0,9348 — 1,1204 — 1,1554 — 1,2383 — 1,4080 — 1,5093 et 1,85.

On peut vérifier l'existence des cascades en comparant la somme des énergies des rayons en cascade (stop-over) avec l'énergie du rayon direct (cross-over).

L'étude du spectre simple a permis de mettre en évidence des rayons de 0,850 — 1,76 — 2,2 — 2,44 MeV, qu'on ne retrouve pas en coïncidence avec celui de 609 keV. Ce sont donc probablement des transitions directes à l'état fondamental. D'autre part la structure fine du spectre α indique les énergies des niveaux avec une précision de quelques keV. Il y a un bon accord avec ce schéma, figure 1, pour neuf des niveaux.

On a ensuite étudié les spectres γ en coïncidence avec les rayons β diversement discriminés. En effet, lorsqu'on met une polarisation sur le compteur β on coupe les rayons β de plus basse énergie, qui correspondent aux niveaux excités de haute énergie. En les supprimant on supprime les rayons γ désexcitant ces niveaux : on peut donc savoir avec quelque certitude quels sont les rayons γ issus de

ces niveaux. Ces mesures ont confirmé le schéma proposé, en particulier l'existence des transitions directes mises en évidence par les spectres simples de rayons γ.

On a aussi, pour des mesures de coïncidences « rapides » $\beta - \gamma$, mesuré une limite supérieure des vies moyennes des états excités.

4. **Corrélations angulaires en coïncidence $\gamma - \gamma$.** — Une fois établi le schéma de désexcitation, il

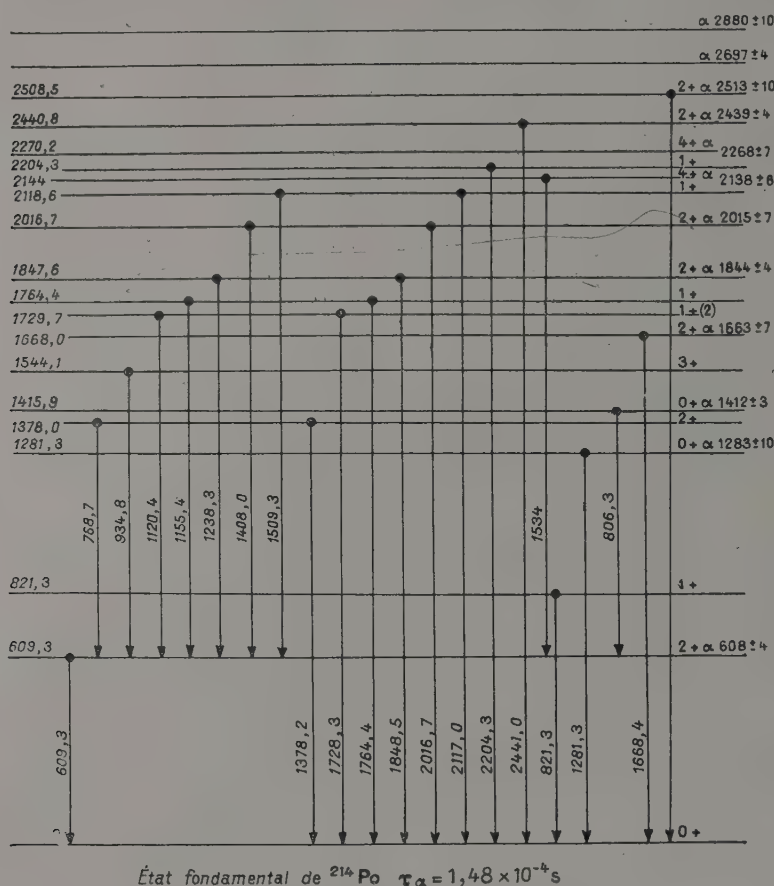


Fig. 1.

TABLEAU

Cascade (keV)	$w(\theta)$ Observé A_2	$w(\theta)$ Observé A_4	$w(\theta)$ Théorique A_2	$w(\theta)$ Théorique A_4	Corrélation	Mélange
806 — 609	+ (0.39 ± 0.07)	+ (0.91 ± 0.09)	+ .357	+ 1.143	0(2)2(2)0	—
935 — 609	— (0.07 ± 0.03)		— 0.071		3(1)2(2)0	—
1 238 — 609	+ (0.165 ± 0.031)	+ (0.024 ± 0.037)	+ 0.25		$2\binom{1}{2}2(2)0$	$\delta = + 0.116$
1 408 — 609	— (0.003 ± 0.010)	+ (0.325 ± 0.02)	— 0.076	+ 0.326	$2\binom{1}{2}2(2)0$	$\delta > 0$
1 509 — 609	— (0.102 ± 0.020)	+ (0.004 ± 0.015)	— 0.25		$1\binom{1}{2}2(2)0$	$\delta = + 0.132$
1 120 — 609 } 1 155 — 609 }	+ (0.101 ± 0.015)	+ (0.019 ± 0.020)				
1 120 — 609	+ (0.21 ± 0.04)	— (0.002 ± 0.046)	+ 0.25	—	2(1)2(2)0	

faut déterminer les spins et parités des divers niveaux. Une étude de la corrélation angulaire des nombreux rayons en coïncidence avec le rayon de 609 keV peut apporter des renseignements, puisque ce rayon doit être une transition quadrupole électrique pure.

Un compteur était fixé à 12 cm de distance de la source et l'autre compteur pouvait tourner autour d'un axe passant par la source, à la même distance. Un kicksorter à un canal permettait de sélectionner le pic de 609 keV du spectre du compteur fixe, et le spectre total en coïncidence dans le compteur mobile était envoyé à l'analyseur. On a vérifié que le montage n'introduisait pas d'anisotropie parasite en mesurant la corrélation angulaire de la cascade γ — γ du ^{60}Ni suivant la désintégration β du ^{60}Co.

Les spectres sont constitués par la superposition des photopics et des spectres Compton de chaque rayon, où la corrélation angulaire doit être mesurée sur le photopic de chaque rayon, pour éviter des anisotropies parasites dues à la diffusion des rayons. Pour connaître la répartition Compton des rayons envisagés, on est parti de la connaissance des spectres de rayons de sources standards. La précision de cette séparation était environ 3 %, cet ordre de grandeur très bon ayant été obtenu grâce au fait que souvent les pics se plaçaient dans le « creux » situé entre le photopic et le pic Compton du rayon suivant.

5. **Spins et parités des niveaux.** — Les spins et parités des nombreux niveaux ont pu être déterminés avec une grande probabilité d'exactitude en utilisant les indications données par les renseignements suivants : *a*) Les coefficients de conversion interne α^{x}_{e}, tirés des rapports e^{x}_{k}/e^{609}_{k} des intensités d'électrons de conversion interne mesurées par Slatis [2] et par Ellis [3] et des rapports I^{x}/I_{609} des intensités relatives des rayons γ mesurées par nous. *b*) Les vies moyennes τ_{γ} tirées des vies moyennes τ_{α} par la formule

$$\tau_{\gamma} = \tau_{\alpha} \frac{M_{\alpha}}{M_{\gamma}}$$

où les τ_{α} ont été calculés par extrapolation de la valeur mesurée pour l'état fondamental de RaC'. *c*) La limite supérieure des vies moyennes τ_{γ} déduites des mesures en coïncidences rapides β — γ. *d*) Les mesures de corrélation angulaire. *e*) L'existence ou la non-existence des transitions « stop-over » ou « cross-over » en concurrence. *f*) Le fait qu'il y ait ou non émission de particules α.

En combinant toutes les indications fournies et en tenant compte des règles de sélection, on arrive à un faisceau convergent de preuves qui ne laissent plus qu'une seule possibilité de spin et parité. Le schéma finalement obtenu est montré sur la figure 1.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Lord Rutherford, Lewis (W. B.) et Bowden (B. V.), *Proc. Roy. Soc.*, 1933, **142**, 347.
[2] Mladjenovic (M.) et Slatis (H.), *Ark. Fysik*, 1954, **8**, n° 5, 65.
[3] Ellis (C. D.) et Aston (G. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1930, **129**, 180.

ASPECTS COLLECTIFS DANS LE NÉON 19 ET LE FLUOR 17

Par P. LEHMANN, A. LÉVÊQUE, R. BARLOUTAUD et T. GRJEBINE,
Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Les résultats expérimentaux obtenus sur ^{17}F et ^{19}Ne peuvent s'expliquer à partir de calculs basés sur le modèle collectif.

Abstract. — Experimental results on ^{17}F and ^{19}Ne support the collective description in this region.

La décroissance rapide de l'état de 872 keV dans ^{17}O [1] a été expliquée par des oscillations quadrupolaires du cœur ^{16}O couplées au neutron extérieur [2]. Bohr et Mottelson ont montré que l'effet de ces oscillations sur la transition $E2$, dans le cas d'un couplage faible, équivalait à l'addition d'une charge effective au nucléon extérieur au cœur. Cette charge effective est donnée dans ce cas [3] par la formule

$$e' = \frac{3Z' e}{4\pi} \frac{k}{C'_2} \left(\frac{R_0}{r}\right)^2$$

où Z' et C'_2 sont la charge et la tension de surface effective du cœur, r étant le rayon de la particule extérieure.

La valeur du paramètre k/C'_2 calculée [4] à partir de la vie moyenne de la transition $E2$ permet de prévoir également le moment quadrupolaire du fondamental de ^{17}O récemment remesuré [5] ; en supposant $r = R_0$, on trouve, pour la charge effective : $(0{,}4 \pm 0{,}1)\ e$ et pour le rapport théorique des probabilités des transitions $E2$ de ^{16}O et ^{17}F une valeur de 12 ± 1.

Nous avons récemment mesuré [6] la période de la transition $E2$ entre le niveau $1/2^+$ à 500 keV et le fondamental dans ^{17}F. Le rapport expérimental

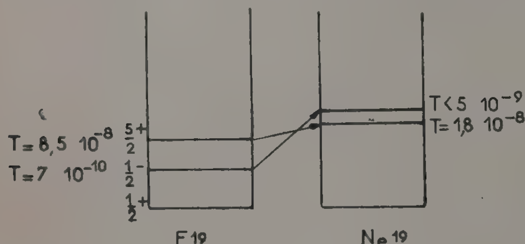


FIG. 1.

des probabilités de transition est $9{,}7 \pm 5$; il est bien compatible avec l'explication d'un couplage faible identique à celui de ^{17}O. Lorsqu'un nombre croissant de particules est ajouté au cœur, on peut s'attendre à une déformation croissante ; c'est dans le cas de la masse 19 que les résultats expérimentaux sont les plus abondants.

Dans le cas de ^{19}Ne, nous avons cherché les γ de désexcitation des niveaux $1/2^-$ et $5/2^+$ et avons mesuré la période de ce dernier [7] ; les résultats sont indiqués sur la figure 1 ; la probabilité réduite de transition est 1,8 fois plus forte que dans ^{19}F.

Les propriétés des noyaux de masse 19 ont été interprétées par Paul [8] et Rakavy [9]. Ce dernier calcule les déformations en employant les fonctions d'onde asymptotiques [10], c'est-à-dire en négligeant dans l'hamiltonien décrivant les états d'un nucléon dans le potentiel déformé, le terme de couplage spin-orbite. Ce terme influe peu sur les déformations à l'équilibre, à condition que celles-ci soient suffisantes.

On a pu alors expliquer le spectre de ^{19}F et les probabilités de transitions γ à partir de trois bandes de rotation.

Rakavy prévoit, pour les états $K = 1/2$ de parité négative (correspondant à un trou dans le cœur ^{16}O), une déformation $\varepsilon = 0{,}546$ très différente de la valeur 0,39 prévue pour les deux bandes positives. Il est logique qu'un noyau ayant 15 nucléons dans le cœur et 4 nucléons extérieurs soit plus déformé qu'un noyau ayant 16 nucléons dans le cœur et 3 nucléons extérieurs. Sa méthode lui donne d'autre part même déformation pour ^{19}F et ^{19}Ne.

Les niveaux $1/2^+$ et $5/2^+$ de ^{19}F appartiendraient à la même bande de rotation $K = 1/2^+$ et le niveau $1/2^-$ à celle de $K = 1/2^-$.

Pour une déformation faible, on passerait de de l'état $1/2^+$ à l'état $1/2^-$ dans ^{19}F en déplaçant un proton de la couche p 1/2 à la couche d 5/2 ; la différence d'énergie de ces deux couches est de 12 MeV environ en l'absence de déformation. Dans le cas de ^{19}F, il faut en outre enlever l'énergie de formation d'une paire de protons, soit environ 4 MeV. Ainsi, le niveau $1/2^-$ se trouverait à 8 MeV environ. Si ^{19}F est déformé, il faut en outre tenir compte de la différence des gains d'énergie dus à la déformation pour les deux états ;

celle-ci, calculée par Rakavy, est de 8,3 MeV. Étant donnée l'incertitude sur la valeur exacte de l'énergie de paire, nous pouvons considérer l'accord comme satisfaisant ; un raisonnement analogue s'applique dans le cas de ^{19}Ne.

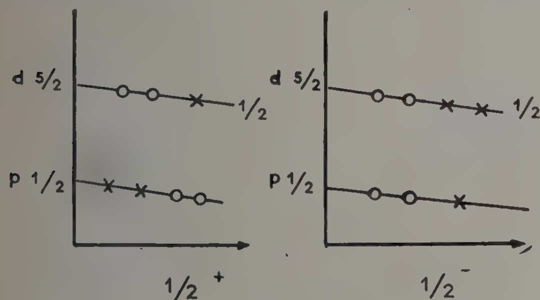


FIG. 2.

Pour les niveaux 5/2+, la situation est plus complexe. En tant que membre de la série de rotation du fondamental, l'énergie d'un tel niveau dépend de deux paramètres, le moment d'inertie et le paramètre de découplage.

Les auteurs [8, 9] ont considéré un moment d'inertie rigide ; ce choix est logique pour un noyau impair, fortement déformé. Quand on passe de ^{19}F à ^{19}Ne, on peut penser que le remplacement d'un neutron par un proton augmentera quelque peu la déformation, donc rendra plus pur en K l'état 5/2+. L'augmentation de la probabilité réduite de transition est probablement plus liée à la variation du mélange de K que directement fonction de l'augmentation de la déformation à l'équilibre. Les résultats expérimentaux obtenus sur ^{17}F et ^{19}Ne semblent confirmer la validité des calculs faits en prenant pour base le modèle collectif.

BIBLIOGRAPHIE

[1] THIRION (J.) et TELEGDI (V.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1253.
[2] ELLIOTT (J. P.) et FLOWERS (B. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1955, **229** A, 536.
[3] ALDER (K.), BOHR (A.), HUUS (T.), MOTTELSON (B.) et WINTHER (A.), *Rev. Mod. Physics*, 1956, **28**, 432.
[4] RAZ (B. J.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 635.
[5] STEVENSON (M. J.) et TOWNES (C. H.), *Phys. Rev.* 1957, **107**, 635.
[6] LEHMANN (P.), LÉVÊQUE (A.), GRJEBINE (T.), PICOU (J. L.) et BARLOUTAUD (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 2259.
[7] BARLOUTAUD (R.), LEHMANN (P.), LÉVÊQUE (A.), PHILLIPS (G. C.) et QUIDORT (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 422.
[8] PAUL (E.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 311.
[9] RAKAVY (G.), *Nucl. Physics*, 1957, **4**, 375.
[10] NILSSON (S. J.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1955, **29**, n° 16.

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES PROTONS DE LA RÉACTION $^{24}Mg(d,p)^{25}Mg$

Par G. R. BISHOP, P. DEMAY et F. DEMICHELIS,
École Normale Supérieure, Laboratoire de Physique.

Résumé. — On a mesuré les distributions angulaires des protons de la réaction $^{24}Mg(d, p)^{25}Mg$, pour des énergies de bombardement de 1 MeV à 2 MeV. La courbe d'excitation montre des résonances attribuables à la formation du noyau composé ^{26}Al. Les résultats montrent que la réaction a lieu pour ces énergies avec des contributions du stripping et de la formation de noyau composé.

Abstract. — We have measured the angular distributions of the proton groups resulting from the reaction $^{24}Mg(d, p)^{25}Mg$ for bombarding energies between 1 and 2 MeV. The results show that both stripping and compound nucleus formation contribute to the reaction. Formation of the compound nucleus ^{26}Al is confirmed by an excitation curve which shows distinct resonances.

Les distributions angulaires des protons de la réaction $^{24}Mg(d,p)^{25}Mg$ ont été étudiées par Holt et Marsham [1] pour une énergie de bombardement de 8 MeV. Ces auteurs ont analysé ces résultats par la théorie de stripping. Cette analyse ne permet pas de fixer les spins des niveaux du noyau résiduel ^{25}Mg de façon univoque sauf si le neutron est capté avec un moment angulaire orbital de $l = 0$. Le noyau miroir ^{25}Al a été étudié par la réaction $^{24}Mg(p,\gamma)^{25}Al$ à différentes résonances et les auteurs (Litherland et al [2]) ont pu déterminer les spins et parités des niveaux, Ils ont interprété leurs résultats en groupant les niveaux en quatre bandes de rotation. Les premiers termes de ces bandes sont correctement donnés par le modèle de Nilsson qui a étudié les états de liaison de nucléons individuels dans un noyau déformé. Le même modèle doit s'appliquer au cas du ^{25}Mg, et par conséquent il nous a semblé intéressant d'essayer de déterminer les spins des niveaux par une corrélation angulaire (d, pγ). La théorie des corrélations (d, pγ) ne peut s'appliquer qu'aux réactions stripping produites avec une énergie de bombardement supérieure à la barrière coulombienne, ce qui n'était pas le cas avec nos expériences. Il nous a fallu déterminer d'abord quelles étaient les contributions respectives du stripping et de la formation de noyau composé. Pour cela nous avons mesuré les distributions angulaires des groupes de protons correspondant aux niveaux du ^{25}Mg, en fonction de l'énergie de bombardement.

Nous avons bombardé une cible de magnésium naturel avec un faisceau de deutons accélérés par notre Van de Graaff à des énergies croissant progressivement, de 1 MeV à 2 MeV. Les protons produits traversaient une fenêtre d'aluminium et étaient détectés par un cristal mince de NaI(TI) (6/10 mm), couplé avec un photomultiplicateur. Les impulsions éaient amplifiées et examinées avec un analyseur multicanaux Sunvic. Le pouvoir de résolution était 2,5 % pour des protons de 5 MeV d'énergie. Avec ces conditions expérimentales on a pu séparer facilement les différents groupes de protons jusqu'au sixième état excité, et mesurer leurs distributions angulaires autour du faisceau incident.

La première série de mesures a été faite avec une cible de 960 microgrammes/cm^2 (qui correspondait à 180 keV pour $E_d = 2$ MeV), et pour $E_d = 1$, — 1,2 — 1,5 — 1,8 — 2,0 MeV. Les distributions obtenues montrent en général les caractéristiques du stripping et l'importance croissante de ce stripping avec l'augmentation de l'énergie E_d. Mais le stripping seul ne suffit pas pour interpréter en détail ces distributions. En particulier certaines présentent une symétrie par rapport au plan perpendiculaire au faisceau incident, ce qui est caractéristique pour la formation de noyau composé.

La deuxième série de mesures a été faite avec une cible mince (10 ± 2 keV). Nous avons mesuré une courbe d'excitation, pour chaque groupe de protons, pour $E_d = 1$ MeV à $E_d = 2$ MeV. Cette courbe montre des résonances qui correspondent à la formation de niveaux excités dans ^{26}Al, et nous avons mesuré les distributions angulaires aux maxima de certaines de ces résonances.

Nous pouvons déduire de ces résultats que la réaction pour nos énergies a lieu avec des contributions du stripping et de la formation de noyau composé. L'interprétation quantitative de ces expériences n'est pas déterminée, mais nous pouvons cependant donner les conclusions qualitatives suivantes. Les premières découlent des mesures effectuées avec la cible épaisse : interaction du proton avec le noyau résiduel ; section efficace de la réaction en accord avec le stripping si on lui soustrait un fond isotrope attribué à la formation du noyau composé.

Les mesures avec la cible mince ont permis de déterminer les positions de niveaux, ou de groupes de niveaux ayant les mêmes spins et parités, dans ^{26}Al. La courbe d'excitation montre aussi que les résonances observées ont lieu pour certains groupes de protons et non pas pour les autres, ce que l'on peut expliquer en considérant les spins des états finals et les pénétrabilités des protons sortants.

RÉFÉRENCES

[1] HOLT (J.) et MARSHAM (N.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1953, A **66**, 258.

[2] LITHERLAND (A. E.), PAUL (E. B.), BARTHOLOMEW (G. A.) et GOVE (H. E.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 208.

RÉACTIONS (p gamma) SUR LES ISOTOPES 25 ET 26 DU MAGNÉSIUM

Par Robert BARJON, Michel LAMBERT et Jean SCHMOUKER,
École Polytechnique, Paris (1).

Résumé. — Nous donnons les performances actuelles du Van de Graaff de 2 MeV de l'École Polytechnique et les résultats de l'étude des résonances d'absorption par le magnésium 25 et le magnésium 26, des protons d'énergie comprise entre 1 et 2 MeV.

Abstract. — This paper describes the present performance of the 2 MeV Van de Graaff of the " Ecole Polytechnique " and gives the data of the excitation curves of magnesium 25 and 26 by protons in the 1 to 2 MeV energy range.

L'aluminium 26 est un noyau instable : il se décompose par émission bêta pour donner le magnésium 26 avec une période de 6,7 secondes. Il semble maintenant bien établi que c'est le niveau 0^+ à 0,216 MeV au-dessus du niveau fondamental qui se désintègre avec une période de 6,7 secondes tandis que le niveau fondamental 5^+ se désintégrerait avec une période estimée au moins égale à 10^4 années. La comparaison des rendements gamma et bêta de période courte des différents niveaux excités de l'aluminium 26 est donc extrêmement intéressante : c'est ce qu'ont fait Kavanagh et al. [Ka 55] en bombardant du magnésium 25 par des protons jusqu'à 1,2 MeV d'énergie ; il nous a paru intéressant de continuer cette étude jusqu'à 2 MeV. Nous avons étudié les résonances d'absorption des protons par le magnésium 25 et le magnésium 26.

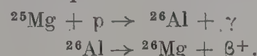
1. **Appareillage expérimental.** — Grâce aux améliorations apportées au Van de Graaff, que nous avons décrites au Congrès de Physique nucléaire de mars 1956 [Ba 56] nous disposons actuellement d'un faisceau de protons de 5 à 6 microampères analysés, d'énergie définie à mieux que 3 pour mille entre 0,8 et 2 MeV.

L'étalonnage général du Van de Graaff et de son déflecteur électrostatique est fait en prenant pour référence les énergies de résonances d'absorption des protons par le fluor données par Hunt à 1 pour mille [Hu 55]. La constante d'étalonnage du Van de Graaff (rapport de l'énergie des particules à la haute tension appliquée aux barres du déflecteur électrostatique) est constante dans le temps et dans tout le domaine d'énergie utilisable à 1 pour mille. Nous avons enfin vérifié sur la résonance de 1 090 keV particulièrement fine (0,7 keV) la résolution théorique de 500. Nous pouvons donc donner les résultats du niveau d'énergie à mieux de 3 pour mille. A la sortie du Van de Graaff le faisceau est analysé en énergie dans le déflecteur électrostatique de 63° et en masse dans un petit déflecteur magnétique de 8°. Le faisceau entre alors dans le porte-cible. Le porte-cible permet d'exposer successivement au faisceau la cible de magnésium, une cible de tantale (pour la mesure du bruit de fond), une cible de fluorure de lithium (pour l'étalonnage) et un quartz (pour le centrage du faisceau). Il permet de plus de mettre la cible de magnésium devant un compteur Geiger pour la détection de la radioactivité bêta de la cible.

Pour la détection des rayons gamma nous nous sommes servis d'un cristal d'iodure de sodium de 7,6 cm de diamètre sur 7,6 cm de hauteur placé devant un photomultiplicateur Dumont 6364 ayant une photocathode plane de 10 cm de diamètre. A la sortie du photomultiplicateur nous placions soit un discriminateur à seuil soit un sélecteur d'amplitude à 10 canaux.

2. **Résultats expérimentaux.** — Les cibles isotopiques de magnésium 25 et 26 ont été préparées par le Dr Smith de Harwell par séparation électromagnétique.

1) Courbes d'excitation du magnésium 25. — La réaction d'absorption est la suivante :



$$^{25}\mathrm{Mg} + \mathrm{p} \rightarrow {}^{26}\mathrm{Al} + \gamma$$
$$^{26}\mathrm{Al} \rightarrow {}^{26}\mathrm{Mg} + \beta^+.$$

La période est de 6,7 secondes si l'aluminium est sur le niveau 0^+ de 0,216 MeV et d'un temps non encore connu mais beaucoup plus long s'il se trouve sur le niveau fondamental 5^+. Entre 900 et 1 200 keV les valeurs des pics de résonances d'absorption que nous trouvons sont de :

929, 957, 986, 1 045 1 085, 1 100, 1 148 et 1 196 keV

en très bon accord avec la moyenne des valeurs des pics de Kavanagh et de Taylor :

930, 958, 988, 1 041 1 083, 1 101, 1 132 et 1 191 keV.

Sur la figure 1 nous donnons le résultat de l'étude des résonances d'absorption des protons par le magnésium 25 détectées à la fois par le rayonnement gamma émis par la cible bombardée par les protons et par la radioactivité de la cible après le bombardement.

Nous trouvons 17 pics de résonances pour les énergies suivantes :

1 241, 1 288, 1 310, 1 377, 1 432, 1 531, 1 573, 1 592, 1 638, 1 652, 1 713, 1 724, 1 748, 1 768, 1 832, 1 898 et 1 938 keV.

Nous donnons les premiers pics à $\pm$ 3 keV et les derniers à $\pm$ 5 keV. Le rapport du rendement gamma au rendement bêta est bien visible sur la figure.

(1) Laboratoire de Physique de M. Leprince-Ringuet.

2) Courbe du magnésium 26. — L'étude des résonances d'absorption du magnésium 26 par les protons permet l'étude des niveaux d'énergie de l'aluminium 27 d'énergie supérieure à 8,2 MeV. Entre 1 200 et 1 500 keV nous trouvons 4 pics de résonances d'absorption à :

1 250, 1 288, 1 416 et 1 450 keV.

en bon accord avec les valeurs de Russel [Ru 54] que nous avons corrigées pour tenir compte de la différence des références d'étalonnage :

1 248, 1 288, 1 418 et 1 457 keV.

Entre 1 500 et 2 000 keV nous trouvons 11 résonances d'absorption à :

1 554, 1 588, 1 615, 1 637, 1 725, 1 735, 1 759, 1 786 1 823, 1 882 et 1 900 keV.

Les premières sont données à $\pm$ 4 keV et les dernières à $\pm$ 5 keV.

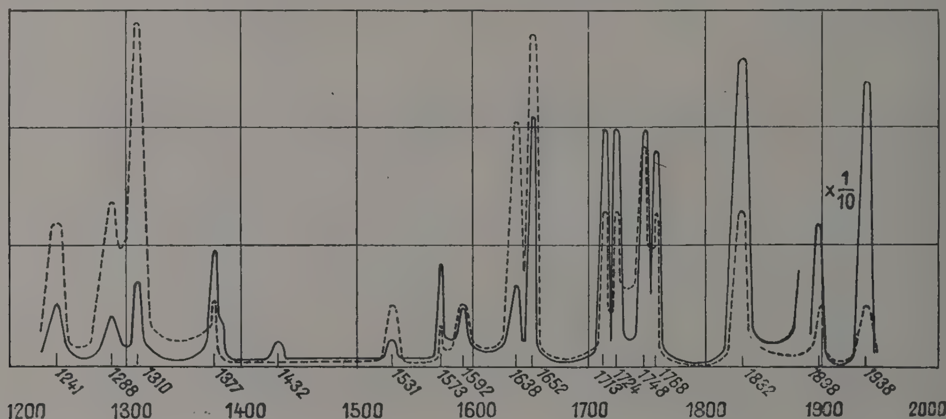


Fig. 1. — Résonances d'absorption du magnésium 25 par les protons d'énergie comprise entre 1 200 et 2 000 keV. La courbe en trait continu représente le rendement gamma et la courbe en trait discontinu représente le rendement bêta.

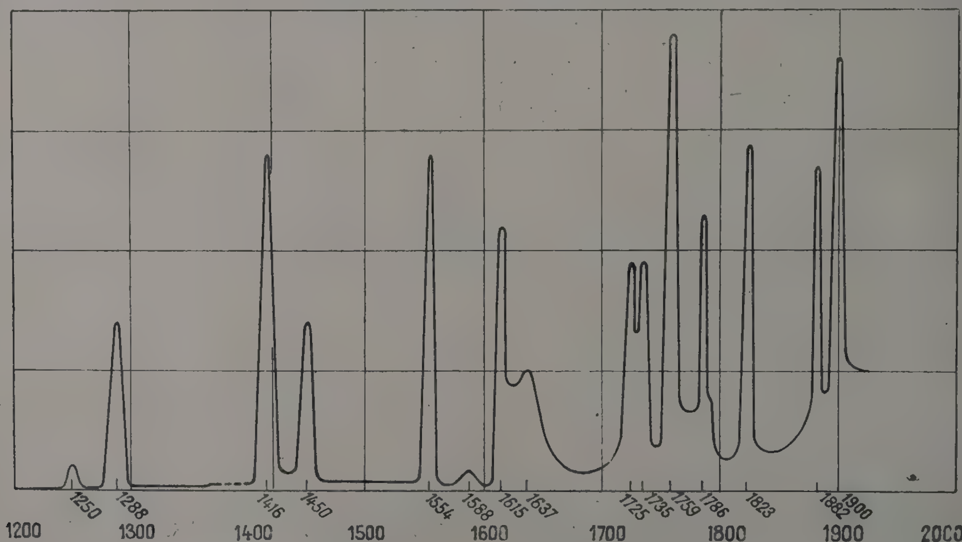


Fig. 2. — Résonances d'absorption du magnésium 26 par les protons d'énergie comprise entre 1 200 et 2 000 keV. Le rendement gamma en ordonnée est en unité arbitraire.

BIBLIOGRAPHIE

[Ba 56] Barjon (Robert) et Schmouker (Jean), Améliorations récentes apportées au Van de Graaff de 2 MeV de l'École Polytechnique. *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 594.

[Hu 55] Hunt et Firth, Resonant capture of protons by fluorine in the energy range 0,5 to 2,2 MeV. *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 786.

[Ka 55] Kavanagh, Mills et Scherr, Isomerism in aluminium 26. *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 248.

[Ru 54] Russel, Warren et Cooper, Gamma radiation from magnesium 26 under proton bombardement. *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 99.

ÉTUDE DE QUELQUES TRANSITIONS γ DANS LE NOYAU ^{29}Si PAR LA RÉACTION ^{28}Si(dp)^{29}Si*(γ)^{29}Si.

Par MM. S. GORODETZKY, Th. MULLER, M. PORT et G. BERGDOLT,
Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

Résumé. — Nous avons étudié les transitions γ dans le noyau ^{29}Si par la réaction ^{28}Si(dp)^{29}Si*(γ)^{29}Si. Les rapports d'embranchement pour le deuxième niveau excité sont : 99,5 % des transitions sont directes au niveau fondamental ; 0,5 % passent par le premier niveau excité. Pour le troisième niveau excité ces chiffres sont respectivement, pour la transition directe : supérieur à 40 % ; pour la cascade par le premier niveau excité inférieur à 60 %.

Abstract. — We have studied the γ transitions in the nucleus ^{29}Si by the reaction ^{28}Si(dp)^{29}Si*(γ)^{29}Si. The branching ratio for the second excited state are : 99,5 % of the transitions are direct to the ground state ; 0,5 % are through the first excited state. For the third excited state these values are respectively, for the direct transition, greater than 40 % ; for the cascade transition through the first excited state less than 60 %.

Nous avons étudié les transitions γ dans le noyau ^{29}Si par la réaction ^{28}Si(dp)^{29}Si*(γ)^{29}Si au moyen d'une méthode de coïncidence déjà décrite précédemment [1], [2]. Cette méthode consiste à détecter les rayonnements γ en coïncidence avec des groupes de protons. Nous y avons apporté les améliorations suivantes : 1) au lieu de discriminer les énergies de protons au moyen d'absorbants nous avons sélectionné les groupes de protons par un analyseur à un canal ; 2) au lieu d'utiliser la méthode photographique pour l'enregistrement des impulsions proportionnelles, dues aux rayons γ, nous avons envoyé ces impulsions dans un analyseur à canaux multiples, déclenché par le signal de coïncidence. Cette méthode de coïncidence permet d'éliminer tous les rayons γ provenant d'autres réactions en particulier les rayons γ dus aux autres isotopes contenus dans la cible.

La cible était une cible de Si métallique contenant le mélange naturel des isotopes, déposé sur du cuivre. L'énergie des deutons incidents était de 1 250 keV.

Les protons étaient détectés au moyen d'un cristal mince de KI(Tl) (0,04 cm d'épaisseur) et les rayons γ au moyen d'un cristal de NaI(Tl) de 1 1/2″ × 1 1/2″. La forme des spectres de rayons γ à différentes énergies et la courbe de rendement du pic d'absorption totale ont été soigneusement établies pour ce cristal, permettant la mesure des intensités relatives des différents rayonnements détectés.

Nous avons ainsi mesuré des transitions γ provenant des niveaux excités de ^{29}Si. Les résultats pour les trois premiers niveaux excités sont indiqués sur la figure 1.

Le premier niveau excité se désexcite par un rayonnement γ de 1,28 MeV vers le niveau fondamental.

Le deuxième niveau excité à 2,03 MeV se désexcite à la fois par la transition directe de 2,03 MeV allant au niveau fondamental et par une transition en cascade passant par le premier niveau excité de 1,28 MeV. L'intensité relative de ces transitions est de 99,5 % pour la transition

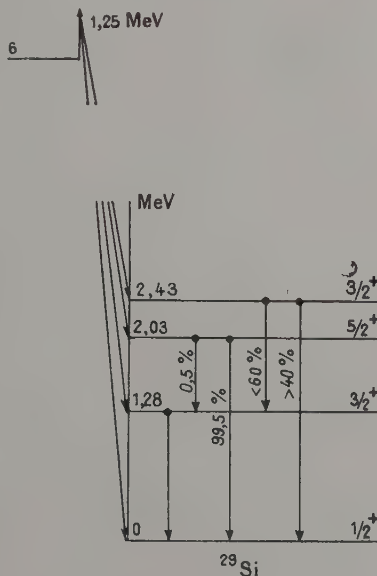


Fig. 1.

directe et de 0,5 % pour la transition en cascade. Elle a été déterminée en mesurant l'intensité du rayonnement de 2,03 MeV par rapport au rayonnement de 0,75 MeV allant au niveau de 1,28 MeV. Ceci pour éviter des sources d'erreurs en employant le rayon γ de 1,28 MeV qui pourrait aussi provenir

d'une alimentation directe en protons du premier niveau excité.

Le troisième niveau excité à 2,43 MeV se désexcite par une transition directe au niveau fondamental. L'intensité d'une transition en cascade passant par le niveau à 1,28 MeV est inférieure à deux fois l'intensité de la transition directe.

Les spins et parités de ces niveaux sont connus et leurs valeurs font penser que l'on pourrait très bien appliquer le modèle en couches à ce noyau. Mais si l'on calcule d'après la formule de Weisskopf les rapports d'embranchement on s'aperçoit qu'ils sont fortement en désaccord avec ceux trouvés expérimentalement.

D'autre part Bromley, Gove et Litherland [3] ont étudié à Chalk River les transitions γ de ce même noyau ^{29}Si mais par la réaction ^{29}Si(pp'γ)^{29}Si. Les résultats que nous obtenons sont en accord avec leurs résultats concernant les niveaux à 1,28 et 2,03 MeV obtenus par diffusion inélastique de protons pour les transitions et intensités que nous avons trouvées. La seule résonance (p p' γ) conduisant au niveau à 2,43 MeV était trop faible pour permettre des mesures. Ces auteurs ont aussi étudié la désintégration β^- de ^{29}Al qui conduit seulement dans 6 % des cas au niveau de 2,43 MeV de ^{29}Si. Cette étude ne leur permet pas d'exclure une transition du niveau de 2,43 MeV au niveau de 1,28 MeV. Cette transition pourrait avoir une intensité jusqu'à cent fois celle de la transition directe.

Ces auteurs analysent les différents résultats expérimentaux connus et concluent qu'on pourrait les interpréter au moyen d'un modèle rotationnel en présentant des arguments excluant d'autres modèles. La plupart des résultats sont en faveur d'une déformation galette. Cependant le rapport d'embranchement calculé du niveau de 2,03 MeV est en accord avec celui trouvé expérimentalement, pour une déformation cigare seulement.

Nos mesures concernant le rapport d'embranchement du niveau 2,43 MeV et permettant de fixer une valeur beaucoup inférieure à la limite donnée par Bromley et al. ne sont pas en accord avec le rapport d'embranchement calculé, ni pour une déformation galette ni pour une déformation cigare et semblent ainsi mettre en difficulté une interprétation selon ce modèle.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 549.
[2] *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2041.
[3] Communication privée PD 266, PD 267 et *Canad. J. Phys.*, 1957, **35**, 1042 et 1057.

NOUVELLES DONNÉES EXPÉRIMENTALES (OBTENUES PAR RADIOACTIVITÉ ET RÉACTIONS NUCLÉAIRES) SUR LES ISOTOPES DE MOLYBDÈNE. ESSAI D'INTERPRÉTATION DE CERTAINS NIVEAUX EXCITÉS.

Par Mmes C. LEVI et L. PAPINEAU,
Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Sommaire. — Des données nouvelles concernant les isotopes de molybdène indiquent que l'écart des niveaux *d* 5/2 — *g* 7/2 est supérieur à 1 MeV et que le modèle en couches seul ne peut rendre compte des niveaux plus bas.

Abstract. — New data from radioactivity and nuclear reactions on molybdenum isotopes indicate that the level distance *d* 5/2 — *g* 7/2 is greater than 1 MeV and that the shell model alone cannot explain the lower levels.

Introduction. — La région des noyaux de masse 80 à 100 est l'une de celles où le modèle en couches semble le mieux rendre compte des propriétés observées des noyaux. Les systématiques des résultats expérimentaux (transitions M_4, énergies des transitions bêta, log *ft*, spins des états fondamentaux) ont été dans leurs grandes lignes interprétées dans le cadre du modèle à particule indépendante et à fort couplage spin-orbite. Néanmoins, il y a des indications que de nombreux états excités correspondent à des phénomènes plus complexes. Les essais isolés d'interprétation de ces transitions ont fait apparaître les notions de changement de niveau simultané de plusieurs nucléons (par exemple d'une paire de protons) ou de changement d'état du cœur. Il ne semble pas que l'on ait tenté jusqu'à présent de confronter les résultats expérimentaux de cette région dont le modèle en couches ne rend pas compte avec les prévisions du modèle unifié de Bohr et Mottelson. On n'a pas davantage réussi jusqu'à présent à relier de façon cohérente les essais isolés d'interprétation.

Dans le cadre même du modèle en couches on connaît mal, à partir de 50 neutrons, l'ordre et l'écartement des niveaux. Il manque donc une interprétation d'ensemble des niveaux excités de cette région.

La raison en est sans doute pour une grande part que les systématiques comportent de nombreuses lacunes et font parfois état de données peu sûres. Il semble même que, dans l'étude des schémas de désintégration, on se soit souvent borné à mettre en évidence le point d'accord avec le modèle en couches. Nous avons pensé qu'il était utile de rendre les résultats expérimentaux aussi complets que possible dans ce domaine de noyaux.

C'est dans cet esprit que nous avons entrepris l'étude des niveaux excités des différents isotopes de molybdène.

Cette étude est encore en cours ; nous exposons ici les résultats et indications déjà obtenus. Le travail expérimental a été effectué avec la collaboration de M. Cassignol (séparation des isotopes de molybène), de Mlle Beydon (chimiste) et de Mlles Latapie et Saunier.

Notre choix s'est porté sur le molybdène à cause de sa position par rapport au nombre « magique » de neutrons $N = 50$, et de l'absence d'isotope stable de technétium dans la nature, propriété attribuée souvent à la proximité de ce nombre magique.

Par radioactivité, les niveaux de molybdène peuvent être étudiés à partir, soit d'émetteurs β^- de Nb, soit d'émetteur β^+, K de Tc.

La situation expérimentale était la suivante :

1) Les schémas des niveaux des isotopes pairs ^{94}Mo et ^{96}Mo étaient bien étudiés.

2) Les isotopes impairs (^{93}Mo, ^{95}Mo, ^{97}Mo) partiellement étudiés présentaient des difficultés d'interprétation dans le cadre du modèle en couches.

3) Des émetteurs β^+, K ^{92}Tc, β^- ^{98}Nb et ^{99}Nb, on ne connaissait que la période et les embranchements β^+ de ^{98}Tc et ^{100}Tc n'étaient pas connus.

4) Deux seuils (p, n) avaient été mesurés : ^{95}Mo(p, n)^{95}Tc et ^{96}Mo(p, n)^{96}Tc. Pour ^{95}Mo, le seuil (p, n) était en contradiction avec l'énergie de la transition β^+ allant au fondamental.

Nous avons abordé le travail expérimental à la fois par des mesures de radioactivité et par réactions nucléaires.

Par radioactivité nous avons étudié certains isotopes impairs :

^{93}*Mo* : Nous avons établi le schéma de désintégration de ^{93}Tc (2,7 h) et ^{93}Tc* (47 min). Nous avons pu montrer que le spin de l'état fondamental de ^{93}Mo était très probablement *d* 5/2 (7/2 + étant exclu) et qu'un seul des quatre niveaux excités atteints pourrait être un niveau « à particule ».

^{95}*Mo* : Le schéma avait été établi par Medicus [2],

Goldhaber [3] attribuait le spin *d* 3/2 au niveau à 200 keV tout en s'étonnant de l'absence de β^+ atteignant ce niveau. Sliv [4], en raison même de cette absence, lui attribuait le spin *g* 7/2.

1. Nous avons vérifié que le niveau à 760 keV atteint à partir de ^{95}Nb ne se désexcitait pas par l'intermédiaire du niveau à 200 keV ce qui infirme le spin *g* 7/2 pour ce niveau.

2. Nous avons mis en évidence [5] l'existence, dans la désintégration de ^{95}Tc(60 j) de deux spectres d'intensités voisines ($\sim 5.10^{-4}$ β^+ par désintégration). L'une de 680 $\pm$ 30 keV va au fondamental, l'autre de 460 $\pm$ 30 keV va au niveau à 200 keV de ^{95}Mo. Leurs valeurs log *ft* sont respectivement 9,7 et 9 indiquant des transitions $\Delta I = 2$ oui.

Nous pensons que le niveau à 200 keV pourrait être *d* 5/2 avec une configuration de proton différente de celle du fondamental.

3. L'étude du schéma par coïncidences γ-γ s'écarte du schéma établi par Medicus sur les points suivants :

a) le nombre de captures *K* allant au fondamental serait < 10 % au lieu de 30 %. Des captures *K* pourraient aller au niveau à 200 keV avec un rapport d'embranchement du même ordre ;

b) nous avons vu un γ de 770 keV de période 62 j allant au fondamental de ^{95}Mo ; son intensité est environ 60 % de celle du λ de 570 keV. Il pourrait être un cross-over de la cascade 570-200 ou correspondre à un embranchement de l'isomère supérieur à la valeur admise.

^{97}*Mo* : Nous avons trouvé un rapport X/e$^-$ anormalement grand et ne pouvant s'expliquer par la transition isomérique de ^{97}Tc.

Les réactions nucléaires effectuées ont été :

(p, n) sur ^{92}Mo, ^{94}Mo, ^{95}Mo, ^{96}Mo, ^{97}Mo, ^{98}Mo, ^{100}Mo pour la détermination des seuils de ces réactions [6] ;

(p, nγ) sur ^{95}Mo comme mesure de contrôle du seuil (p, n) [7] ;

(p, γ) sur Mo pour mesurer l'énergie de liaison du dernier proton de Tc.

La mesure des seuils a montré que ^{97}Tc, ^{98}Tc et ^{100}Tc ont une énergie disponible suffisante pour permettre une émission β^+. La période et l'énergie disponible de ^{97}Tc conduisent à un log *ft* incompatible avec les spins déduits de la désintégration de ^{97}Nb.

Le seuil E_s d'une réaction (p, n) sur un isotope de molybdène est lié à l'énergie de liaison E_n du dernier neutron de Mo et à l'énergie de liaison E_{p43} du 43e proton de l'isobare Tc par la relation :

$$E_s = E_n - E_{p43} = \Delta m + mc^2 + 0{,}788.$$

Nous avons déterminé les E_n des différents isotopes de Mo et les $E_{p\,43}$ des isotopes de Tc en utilisant nos valeurs E_s, les valeurs $E_n - E_{p43}$ obtenues par radioactivité, les valeurs E_n déterminées par réactions par d'autres auteurs.

Pour contrôler l'allure des courbes E_{p43} ainsi obtenues, nous avons été amenées à mesurer l'énergie de liaison du dernier proton de ^{99}Tc par la réaction ^{98}Mo(p, γ)^{99}Tc ; l'expérience n'est pas terminée mais les premiers résultats sur Mo naturel indiquent que l'énergie du 43e proton pour 50, 52, 53, 54, 55, 56, 58 neutrons n'est pas supérieure à 5 MeV.

L'examen des $E_{p\,43}$ montre que cette énergie de liaison est faible et n'augmente pas avec le nombre de neutrons comme dans les éléments voisins. Peut-être, cette particularité serait-elle cause de l'instabilité du technétium. Dans ce cas, il serait peut-être bon de regarder si le prométhéum présente la même anomalie.

Dans le cadre du modèle en couches, nous avons confronté les valeurs des E_n et les différentes possibilités de remplissage des couches de neutrons. Nous en avons tiré les conclusions suivantes :

1) Il y a un effet de couche fermée après 56 neutrons : la couche *d* 5/2 se remplit donc d'abord.

2) Le remplissage par paires de la couche *g* 7/2 (attendu à cause de l'absence d'états fondamentaux de spin *g* 7/2) se fera aux dépens de la dernière paire de neutrons de la couche *d* 5/2.

3) L'écart des niveaux *d* 5/2 — *g* 7/2 est au moins de l'ordre du MeV.

4) Le niveau *s* 1/2 est très proche de *g* 7/2.

Nous avons appliqué ces résultats à l'interprétation des niveaux des isotopes impairs de Mo.

1) Le spin du 1/2 + fondamental de ^{99}Mo s'explique. L'absence du spin 1/2 chez les éléments voisins peut provenir d'un croisement des niveaux *s* 1/2 *g* 7/2 très proches.

2) Seuls les niveaux excités d'énergie $\geqslant 1$ MeV pouvant correspondre à des transitions de particule nous voyons donc que :

a) Seul ^{93}Mo (51 neutrons) n'a pas de niveau d'énergie inférieure à 1 MeV, le niveau à 1,35 MeV peut être le niveau *g* 7/2.

Les niveaux « à particule » de ^{95}Mo seraient celui à 1,070 MeV (*g* 7/2) et celui à 1,010 MeV (*s* 1/2).

b) Les niveaux d'énergie inférieure à 1 MeV ne sont pas des niveaux à particule.

Nous pensons qu'il y a peut-être lieu de rapprocher les niveaux à environ 700 keV de ^{95}Mo et ^{97}Mo des niveaux à environ 770 keV des isotopes pairs voisins. Pour vérifier cette hypothèse nous nous proposons d'étudier l'excitation coulombienne de ces niveaux et de comparer leur $B(E_2)$ à ceux trouvés pour les isotopes pairs.

De plus la connaissance des énergies de liaison a permis de déceler une énergie disponible suffisante pour la désintégration α de ^{100}Tc. Nous avons essayé de mettre ce mode de désintégration en évidence, les résultats préliminaires ne sont pas négatifs.

En conclusion :

1) Nous voudrions souligner l'intérêt d'aborder l'étude des niveaux excités de cette région conjointement par radioactivité et réactions nucléaires et la possibilité d'obtenir des renseignements intéressants par la connaissance exacte d'une série complète d'énergies de liaison.

2) La validité du modèle en couches semble se limiter pour les noyaux de molybdène aux états fondamentaux et à un nombre restreint de transitions de « particule ». Même au voisinage immédiat du nombre magique de 50 neutrons la difficulté d'interprétation d'un grand nombre d'états excités indique des transitions mettant en jeu des modifications de structure plus complexes des noyaux.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Levi (C.) et Papineau (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 2313.
[2] Medicus et al., *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 299.
[3] Goldhaber et Hill, *Rev. Mod. Phys.*, 1952, **24**, 179.
[4] Peker et Sliv, *Izv. Akad. Nauk.*, U. R. S. S., 1953, **27**, n° 4, 411, sér. Phys.
[4] Levi (C.), Papineau (L.) et Saunier (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1918.
[6] Latapie (C.), Levi (C.), Papineau (L.) et Saunier (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**. 672.
[7] Levi (C.) et Papineau (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**. 1358.

REVUE DES LIVRES

C. E. R. N., **Symposium sur les accélérateurs de haute énergie et la physique des mésons π.** (2 vol., 22 × 27 cm, 567 et 443 p., Service d'information du C. E. R. N., Genève 15, 1956.)

Comptes rendus du Symposium international tenu à Genève du 11 au 23 juin 1956, et qui réunissait plus de trois cents participants, comptant parmi les meilleurs spécialistes de la Physique nucléaire du monde entier.

Le premier volume contient 84 communications sur les accélérateurs de particules de haute énergie et les discussions correspondantes. Elles sont classés sous les titres suivants :

Conceptions nouvelles en matière d'accélérateurs. — Problème relatifs à l'énergie de transition. — Problèmes posés par l'éjection des particules. — Accélérateurs linéaires et techniques de l'injection. — Théorie non linéaire des oscillations bétatroniques. —Problèmes relatifs aux électroaimants. — Problèmes relatifs à l'accélération H. F. — Problèmes relatifs aux synchrotrons à électrons. — Problèmes posés par l'utilisation des accélérateurs.

Le second volume contient 81 communications sur les mésons π, avec les discussions qui les ont suivies. Elles sont aussi classées : Chambres à bulles. — Chambres à compressions et autres chambres à trajectoires. — Techniques du compteur de Cerenkov et d'autres compteurs rapides. — Physique des antiprotons. — Diffusion des nucléons par les nucléons. — Aspects théoriques de la physique des mésons π. — Cohérence interne dans les théories quantiques des champs. — Diffusion des mésons π par les nucléons. — Photoproduction des mésons π. — Production des mésons π par les nucléons. — Atomes mésiques.

Les deux volumes, très soigneusement et même luxueusement édités, ont paru à peine plus de quatre mois après la fin du symposium, ce qui représente un magnifique résultat pour le secrétariat du Congrès, et pour l'imprimeur.

J. L.

Rockwell (Th.), **Manuel d'établissement des projets d'écrans de réacteurs.** (1 vol., 20 × 26,5 cm, 481 p. McGraw-Hill, Londres, 1956, 45 dollars.)

Fruit de l'expérience acquise pendant la réalisation du « Naval reactors program » et du « Pressurised water reactor program » américain, ce livre est en réalité l'œuvre collective d'un groupe de physiciens et d'ingénieurs qui ont contribué aux recherches effectuées à l'occasion de ces « programmes ».

Après une courte introduction sur l'absorption des neutrons et des rayons γ, et les intensités de radiation tolérables, on passe aux problèmes de protection concernant le noyau du réacteur, le système de refroidissement, et les différents problèmes de protection à envisager. Vient ensuite l'étude de la construction des écrans (matériaux, installation, essais), des activités induites et des circulations de produits actifs, etc...

Le livre se termine par 40 pages de tables numériques et de graphiques.

J. L.

U. S. Atomic energy commission, **Agenda (Handbook) des réacteurs : physique.** (1 vol., 20 × 26,5 cm, 790 p., McGraw-Hill, Londres, 1956.)

Ensemble considérable de données (formules, valeurs numériques, graphiques, schémas) sur :

I. *La physique des réacteurs nucléaires :* Méthodes expérimentales. Physique nucléaire générale. Théorie cinétique des neutrons. Statique et dynamique des réacteurs.

II. *La protection contre les radiations :* Sources de radiations. Irradiations tolérables. Atténuation des rayons gamma et des neutrons. Géométrie des radiations. Passage à travers les écrans. Production de chaleur dans les écrans. Amélioration des écrans relativement à leur poids. Matériaux de protection. Un premier appendice fournit des données de physique générale et un second un tableau de réacteurs américains en service, avec leurs caractéristiques

J. L.

ASYMÉTRIE DANS LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DE NEUTRONS DE 1 A 5 MeV DIFFUSÉS INÉLASTIQUEMENT

Par D. SZTEINSZNAIDER, M. ROCLAWSKI-CONJEAUD, et V. NAGGIR,
Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.
et G. C. PHILLIPS,
Rice Institute, Houston, U. S. A.

Résumé. — Nous observons une asymétrie dans la distribution angulaire des neutrons de quelques MeV diffusés inélastiquement sur l'iode. Cette asymétrie, variant d'une façon lente en fonction de l'énergie incidente, s'interprète par un processus d'interaction directe.

Abstract. — The inelastic scattering of neutrons at energy of a few MeV by ^{127}I is asymmetric about 90°. This asymmetry and its slow variation with incident energy shows a contribution of direct interaction.

Ces expériences ont été entreprises pour rechercher si la diffusion inélastique des neutrons de quelques MeV fait intervenir un processus d'interaction directe ou s'effectue uniquement par l'intermédiaire de noyau composé.

Dans ce dernier cas, si la dispersion en énergie des neutrons incidents est suffisamment grande pour couvrir un très grand nombre de résonances du composé, la distribution augulaire des neutrons inélastiques est symétrique par rapport à 90°. Au contraire, si la diffusion inélastique comporte une contribution d'interaction directe, la distribution angulaire est asymétrique.

Utilisant une technique de coïncidences neutrons-gamma dans une première série d'expériences [1], [2], nous avons mesuré l'asymétrie dans la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement par le fer à 1,5 MeV, 1,58 MeV et 1,66 MeV correspondant au premier état excité de 850 keV et par l'iode à 1,15 MeV de neutrons incidents correspondant au premier état excité de 60 keV.

Dans le cas du fer, les variations rapides de l'asymétrie en fonction de l'énergie incidente peuvent s'expliquer par l'interférence d'un petit nombre de résonances de parités différentes et ne permettent pas de conclure à un processus d'interaction directe.

Le cas de l'iode est plus favorable.

Pour ce noyau, le nombre de résonances excitées dans le composé est très grand ; les expériences de transmission en neutrons lents indiquent que les résonances ont un espacement moyen de quelques eV et la courbe d'excitation du gamma de 60 keV présente des fluctuations inférieures à quelques %. Le détecteur de gamma est le diffuseur lui-même : les gamma sont ainsi détectés dans tout l'angle solide ; nous sommes à l'abri de tout effet de corrélation angulaire.

Le premier niveau de l'iode a une faible énergie d'excitation (60 keV) ; son spin est f 7/2 ; celui du fondamental est d 5/2. Des considérations théoriques indiquent que la section efficace d'interaction directe est très grande quand le résiduel diffère du fondamental par l'excitation d'une seule particule, qu'elle est d'autant plus grande que la différence entre l'énergie du neutron incident et du neutron inélastique est plus faible et que la variation de spin est petite.

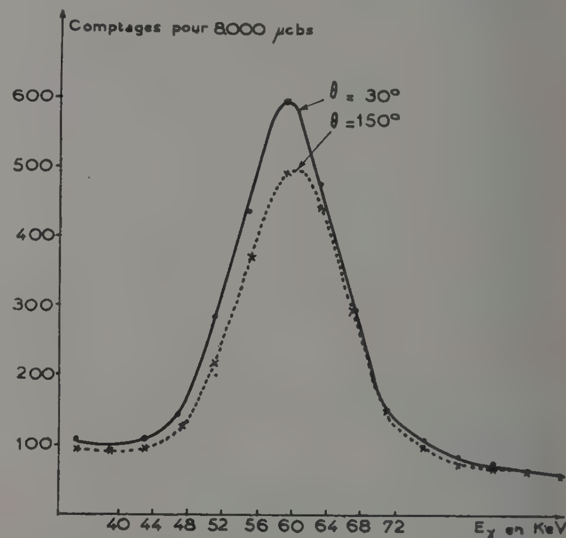


FIG. 1. — Spectre de la raie γ de 60 keV sur l'iode par coïncidences $n\gamma$ à $E_n = 3{,}6$ MeV.

Nous avions trouvé à 1,15 MeV une asymétrie 30°/150° très faible de 1,09 ± 0,05, à la limite des erreurs expérimentales. Nous avons poursuivi l'étude de la diffusion inélastique des neutrons sur l'iode à des énergies de neutrons plus grandes : 3 MeV, 3,5 MeV et 3,6 MeV.

Nous avons pu utiliser une large bande d'analyse des neutrons de 1,4 à 3,6 MeV, ayant constaté

que l'intensité des gamma dus aux autres niveaux était faible par rapport à celle des gamma de 60 keV. Ainsi, nous ne comptons que les neutrons inélastiques correspondant au premier état excité de l'iode.

La figure représente le spectre des gamma de 60 keV détectés dans le cristal en coïncidence avec les neutrons détectés dans le plastique à 30° et à 150°.

Les résultats expérimentaux sont donnés dans le tableau suivant :

E_n (MeV)	Nombre de coincidences à 30°	Nombre de coincidences à 150°	30°/150°	
1,15	1 004	993	1,09 ± 0,05	
3	2 543	2 165	1,18	1,16 ± 0,05
	2 602	2 246	1,15	
3,5	1 008	825	1,22 ± 0,08	
	1 508	1 327	1,14	
3,6	1 742	1 539	1,18	1,17 ± 0,05
	1 508	1 255	1,20	

Asymétrie par rapport à 90° des neutrons diffusés inélastiquement par l'iode.

Nous avons tenu compte des corrections dues aux coïncidences fortuites (10 %), à la variation d'efficacité du plastique en fonction de l'energie des neutrons inélastiques, au passage du système du laboratoire au système du centre de masse.

Nous n'avons pas tenu compte de l'effet dû à la diffusion multiple dans le cristal de INa (2,5 cm × 2,5 cm), qui atténue l'asymétrie d'environ 20 % dans le cas où la diffusion élastique est supposée isotrope. En fait, cette atténuation est plus petite, la diffusion élastique étant prédominante vers l'avant.

Nous avons commencé les mesures de distribution angulaire. A certains angles, nous sommes gênés par un pic que nous attribuons aux reculs du sodium, en coïncidence avec les neutrons diffusés élastiquement par le sodium. Nous avons vérifié que l'énergie de ce pic suit correctement l'énergie incidente et l'angle d'observation.

La variation lente, en fonction de l'énergie, de l'asymétrie dans la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement par l'iode nous permet d'attribuer cette asymétrie à un processus d'interaction directe.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 668-670.
[2] Naggiar (V.), Phillips (G. C.), Roclawski-Conjeaud (M.) et Szteinsznaider (D.), Conference on the neutron interaction with the nucleus, Columbia University, New-York, September 1957.

LES NIVEAUX EXCITÉS DES NOYAUX PAIR-PAIR DES RÉGIONS INTERMÉDIAIRES

Par M. JEAN et J. TOUCHARD,
Faculté des Sciences, Bordeaux et Institut de Physique Nucléaire, Orsay.

Résumé. — On discute les propriétés des premiers niveaux excités des noyaux pair-pair des régions intermédiaires comprises entre les couches complètes et les zones de noyaux sphéroïdaux comme résultant d'oscillations quadrupolaires au voisinage de la forme sphérique.

Abstract. — The properties of the first excited levels of even-even nuclei belonging to intermediate area, between closed shell nuclei and the spheroidal nuclei zona, are discussed in terms of quadrupole vibrations in the vicinity of a spherical equilibrium shape.

A. — Parmi les noyaux pair-pair il existe une classe importante constituée de ceux qui se situent dans les régions très étendues comprises entre les couches complètes et les zones de noyaux sphéroïdaux. Les propriétés de leurs premiers niveaux excités sont particulièrement intéressantes du point de vue de la dynamique nucléaire, mais leur étude se révèle difficile en raison du « flou » de leurs caractéristiques comparées, par exemple à celles des noyaux sphéroïdaux. On a pu [1], [2] néanmoins dégager quelques régularités qui en font vraiment une classe distincte parmi les autres noyaux pair-pair. Nous commencerons par les rappeler brièvement : — 1° Le premier niveau : *a*) possède un spin deux et la parité +, *b*) a une énergie d'excitation qui décroît régulièrement quand on s'éloigne d'une couche complète, *c*) se désexcite ou s'excite par émission ou absorption de rayonnement quadripolaire électrique ($E2$), l'élément de matrice correspondant $B(E2\,;\,2 \rightarrow 0)$ étant d'un ordre de grandeur plus grand que celui associé à la désexcitation ou à l'excitation d'un seul proton ; — 2° Le deuxième niveau : *a*) possède souvent le caractère 2 +, *b*) a une énergie d'excitation qui est dans un rapport variant de 2 à 2,5 à celle du premier niveau, *c*) se désexcite vers le premier niveau 2 + surtout par rayonnement $E2$ et non essentiellement par rayonnement dipolaire magnétique ($M1$) comme le ferait un niveau du modèle à une particule, *d*) ne se désexcite que très faiblement vers le fondamental, l'élément de matrice réduit $B(E2\,;\,2 \rightarrow 2)$ étant de plusieurs ordres de grandeur plus petit que celui de la transition du 1er niveau au fondamental.

B. — Un modèle simple [2], [3], [4] permet de rendre compte qualitativement de ces caractéristiques. La propriété A 1° *c*) est la manifestation d'un effet coopératif relevant d'un modèle d'excitations collectives ; A 2° *b*) suggère des vibrations harmoniques que A 1° *a*) incite à associer à des déformations quadrupolaires. On est donc naturellement conduit à expliquer simplement les excitations des noyaux en cause comme résultant d'oscillations de forme, quadrupolaires, au voisinage de la forme sphérique. Pour de faibles oscillations l'énergie peut être développée suivant les puissances des amplitudes d'oscillation α_μ et de leurs dérivées par rapport au temps. On a, première approximation ;

$$H = \sum_{\mu=-2}^{+2} \frac{1}{2} (B|\dot{\alpha}_\mu|^2 + C|\alpha_\mu|^2) \tag{1}$$

c'est-à-dire un système de cinq oscillateurs harmoniques indépendants, caractérisés par la composante μ du moment angulaire sur un axe fixe. Les quanta d'énergie ont pour valeur $\hbar\Omega = \hbar\sqrt{C/B}$. Les paramètres B et C dépendent étroitement de la structure du noyau et il est actuellement difficile d'en donner une évaluation, les déviations par rapport au modèle de la goutte liquide étant sérieuses. Au mouvement de vibration est associé un mouvement quadrupolaire électrique oscillant qui s'écrit :

$$\mathfrak{M}(E2\,;\,\mu) = \frac{3}{4\pi} Ze R_0^2 \alpha_\mu^* \tag{2}$$

lorsque les coordonnées collectives α_μ sont normalisées de façon à ce que la surface nucléaire soit définie par

$$R(\theta, \varphi) = R\left[1 + \sum_{\mu=-2}^{2+} \alpha_\mu Y_2^\mu(\theta, \varphi)\right].$$

On vérifie facilement que les prévisions du modèle vont assez loin dans le sens de l'explication des propriétés résumées au paragraphe A. Examinons-en les conséquences : — 1° En ce qui concerne le schéma des niveaux,

$3\ \hbar\omega$	$0''$, $2''$, 3, $4'$, 6 +
$2\ \hbar\omega$	$0'$. $2'$, 4 +
$\hbar\omega$	2 +
0	0 +

on retrouve évidemment les niveaux équidistants du schéma harmonique qui est à la base même du modèle avec le caractère 2 + pour le 1er niveau excité. On trouve un second niveau 2 + ; conformément à A 2° *a*). Cependant on prévoit, dans cette région de deux quanta, un triplet 0, 2, 4 +. La dégénérescence est encore plus grande pour le 3e niveau. — 2° En ce qui concerne les proba-

bilités des transitions électromagnétiques : elles ne sont possibles qu'entre niveaux ne différant que d'un quantum. On trouve en particulier :

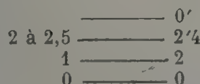
$$a)\ B(E2\,;\,2 \to 0) = \left(\frac{3}{4\pi} Ze\, E_0^2\right)^2 (\hbar/2\sqrt{BC}).$$

Avec des estimations basées sur la très grossière approximation du fluide irrotationnel, cette probabilité est bien de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle d'une seule particule

$[B(E2\,;\,2 \to 0)_{sp} \approx 6.10^{-6}\ A^{4/3}\ e^2\ 10^{-48}\ \text{cm}^4]$.

Des considérations plus réalistes conduisent à penser que, pour des noyaux comprenant un grand nombre de particules en plus d'une couche complète, le paramètre d'inertie B dépasse notablement la valeur hydrodynamique, mais on a cependant de fortes raisons de croire que la tension superficielle C est alors notablement inférieure à l'estimation hydrodynamique. Ce sont d'ailleurs les variations de ces paramètres au cours du remplissage des couches nucléoniques qui sont pour une grande part responsables de la propriété A 1° *b*) — *b*) $B(E2\,;\,2' \to 0) = 0$ puisqu'il s'agit d'une transition à deux quanta. On a donc pour A 2° *d*) une règle de sélection très stricte, — *c*) $B(M1\,;\,2' \to 2) = 0$, bien qu'on ait $\Delta I = 0$. Le moment magnétique associé aux mouvements collectifs est en effet proportionnel au moment angulaire ($\vec{\mu} = g\ \vec{I}$) et est donc une constante du mouvement sans éléments de matrice entre niveaux différents. On a encore pour A 2° *c*) une règle de sélection stricte, — *d*) on a enfin $B(E2\,;\,2' \to 2)/B(E2\,;\,2 \to 0) = 2$ ce qui, avec l'existence d'un triplet pour le second niveau, est un des tests du modèle.

C. — On rend donc facilement compte des propriétés d'ensemble de cette large classe de noyaux. Mais les conséquences de ce modèle sont trop strictes. Il existe, en premier lieu, des déviations sévères en ce qui concerne le rapport des énergies des deux premiers niveaux : c'est-à-dire une certaine anharmonicité des oscillations quadrupolaires. On peut en rendre compte [3], sans modifier les règles de sélection, par l'adjonction dans (1) de termes ne dépendant que de la quantité $\beta = \sqrt{\sum_\mu |\alpha_\mu|^2}$ qui caractérise la déformation globale du noyau. La forme du noyau reste fluctuante bien que non sphérique : c'est le modèle de « noyau à forme instable ». Les modifications essentielles introduites concernent alors : *a*) le schéma des niveaux d'énergie qui présente pour les premiers termes l'allure ci-contre



Les niveaux 2′ et 4 restent seuls dégénérés, le niveau 0′ se trouvant relevé et tendant, pour de grosses déformations, vers le 1er niveau de vibrations β des noyaux sphéroïdaux. Le rapport E_2'/E_2 peut alors prendre toutes valeurs comprises entre 2 et 2,5. — *b*) La probabilité de transition $2' \to 2$ dont l'importance diminue, le rapport

$$B(E2\,;\,2' \to 2)/B(E2\,;\,2 \to 0)$$

pouvant prendre des valeurs comprises entre 2 et 10/7. L'anharmonicité peut avoir aussi pour effet d'abaisser le niveau 0′ par rapport au doublet 2′, 4. Le rapport $B(E2\,;\,2' \to 2)/B(E2\,;\,2 \to 0)$ se trouve légèrement diminué mais reste très près de deux.

D. — Par ailleurs la règle de sélection stricte B 2° *b*) n'est pas toujours parfaitement vérifiée comme le montrent soit les études de spectroscopie à partir de la radioactivité soit directement l'excitation coulombienne. Il peut s'agir de la manifestation d'une tendance du noyau vers une certaine stabilisation de forme. Cette tendance peut s'introduire dans (1) par l'adjonction d'un terme du type cos 3 γ, où γ est le paramètre de forme du modèle de A. Bohr. Un tel terme assure en principe une transition graduelle vers les noyaux sphéroïdaux, mais le traitement de l'hamiltonien correspondant s'avère difficile. Une étude approchée, basée sur une méthode du genre Tamm-Dancoff, révèle une levée de dégénérescence entre les niveaux 2′ et 4 du modèle à forme instable. Le niveau 2′ se trouve relevé et tend vers le 1er niveau de vibration γ des noyaux sphéroïdaux lorsque la stabilisation de forme est complète. Le rapport E_4/E_2 tend alors vers 10/3. La règle de sélection B 2° *b*) est violée et le rapport $B(E2\,;\,2' \to 0)/B(E2\,;\,2' \to 2)$ tend vers la valeur 0,7.

E. — Enfin il faut encore signaler que la règle de sélection B 2° *c*) n'est pas non plus absolue, de même que de récentes expériences [5], [6] ont montré que B 2° *d*) connaît de sérieuses déviations. Il s'agit là sans doute de l'intervention de la structure individuelle. L'énergie du second niveau est en effet souvent de l'ordre des excitations intrinsèques (2+) du modèle à particules individuelles raffiné. Si le découplage des vibrations collectives et des excitations intrinsèques n'est pas complet on peut alors avoir affaire à des niveaux de structure mixte. On s'attend alors : — *a*) à une réduction de $B(E2\,;\,2' \to 2)\ I$ — *b*) à un partage des propriétés collectives et intrinsèques entre deux niveaux partenaires de caractère 2 + qui peuvent être toutefois assez distants. Les difficultés sont toutefois nombreuses pour établir un modèle empirique permettant de faire des prévisions quantitatives. Il faut en particulier éviter de violer trop radicalement la règle de sélection B 2° *c*) par un choix judicieux de la configuration des extra-particules. De plus il est actuellement difficile de comprendre comment ces extra-particules, qui déterminent en fait les paramètres de la dynamique collective, peuvent avoir elles-mêmes une influence intrinsèque.

F. — Il serait maintenant particulièrement intéressant d'examiner la systématique récente des noyaux pair-pair qui font l'objet des considérations précédentes. Le temps dont nous disposons ne nous permet pas de le faire en détail. Nous nous contenterons de quelques illustrations. Le tableau I [7] contient une liste de noyaux dont les propriétés entrent dans le cadre du résumé du paragraphe A. Nous insistons particulièrement sur les informations fournies par les belles expériences d'excitation coulombienne des niveaux 2′ + réalisés par les équipes MacGowan et Stelson [5] à Oak Ridge et Barloutaud et al. [6] à Saclay. Ces résultats combinés avec la mesure des rapports d'embranchement des transitions $2' \rightarrow 0$ et $2' \rightarrow 2$ permettant d'atteindre la valeur de $B(E2\,;\,2' \rightarrow 2)$. Le tableau II [7] résume quelques données expérimentales qui comment à s'accumuler sur le multiplet des deuxièmes niveaux. A cet égard le cas du ^{114}Cd est particulièrement intéressant. Il semble relever à la fois des remarques des paragraphes B, C et E. Enfin l'étude des régions de transition, au voisinage des noyaux sphéroïdaux fournit de précieuses indications, en liaison avec les considérations du paragraphe C. Le remarquable travail effectué par l'équipe Barloutaud et al. [6], qui fait l'objet de l'exposé suivant, en fournit un excellent exemple.

TABLEAU I

NOYAUX	E 1er niv.	DEUXIÈMES NIV. E_2	Spin	$\frac{E_2}{E_1}$	$\frac{B(E2\,;\,0 \rightarrow 2)}{B(E2)\text{ sp}}$	$\frac{B(E2\,;\,0 \rightarrow 2')}{B(E2)\text{ sp}}$	$\left(\frac{M1}{E2}\right)_{2' \rightarrow 2}$	$\frac{B(E2\,;\,2' \rightarrow 0)}{B(E2\,;\,2' \rightarrow 2)}$	$\frac{B(E2\,;\,2' \rightarrow 2)}{B(E2\,;\,2 \rightarrow 0)}$
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$^{46}_{22}$Ti	0,89	2,01	4	2,26	30				
$^{48}_{22}$Ti	0,99	2,32	4	2,34	17				
$^{58}_{26}$Fe	0,81	1,62	2′	2			0,2	0,01	
$^{60}_{28}$Ni	1,33	2,18	2′	1,67	17			(0,003)	
		2,51	4	1,9					
$^{64}_{30}$Zn	1,00	2,27	2′	2,27	15			(0,1)	
$^{76}_{34}$Se	0,55	1,19	2′	2,15	45		∼ 1	0,1	
$^{82}_{36}$Kr	0,77	1,45	(2′)	1,9				0,01	
		1,60	(4)	2,1				0,01	
$^{92}_{40}$Zr	0,93	1,83	(2′)	1,97				0,06	
$^{98}_{44}$Ru	0,65	1,39	(4)	2,15	13				
$^{100}_{44}$Ru	0,535	1,358	2	2,55	41	1			
$^{102}_{44}$Ru	0,475	1,100	2	2,24	52	0,77			
$^{104}_{44}$Ru	0,36	0,893	2	2,46	64	0,83			
$^{106}_{46}$Pd	0,51	1,120	2	2,20	43	0,73			
		1,137	0	2,25					
$^{108}_{46}$Pd	0,43	0,941	2	2,18	48	0,46			
		1,03	(0)	2,4					
$^{110}_{46}$Pd	0,375	0,812	2	2,17	55	0,56			
$^{110}_{48}$Cd	0,656	1,476	2′	2,25	32	0,88			
$^{112}_{48}$Cd	0,620	1,295	2′	2,12	34	0,51			
$^{114}_{48}$Cd	0,560	1,212	2′	2,16	35	0,76			1,7
		1,286	4	2,27					
		1,308	0	2,34					
		1,363	2	2,43		0,67			
$^{116}_{48}$Cd	0,510	1,217	2′	2,35	36	0,77			
$^{122}_{52}$Te	0,570	1,260	2′	2,21	26		0,1	0,01	
$^{126}_{52}$Te	0,650	1,390	2′	2,14	28			0,005	
$^{126}_{54}$Xe	0,385	0,860	2′	2,22				0,01	
$^{128}_{54}$Xe	0,455	0,990	2′	2,18				0,01	
$^{190}_{76}$Os	0,190	0,546	4	2,9	75	∼ 3			0,57
		0,570	2′	3					
$^{192}_{76}$Os	0,206	0,496	2′	2,4	65	∼ 3			0,64
$^{192}_{78}$Pt	0,316	0,613	2′	1,94			0,025	0,008	
		0,784	4	2,5					
$^{194}_{78}$Pt	0,325	0,620	2′	1,92	58	0.25			0,6
$^{196}_{78}$Pt	0,358	0,688	2′	1,92	38		0,05		
$^{198}_{80}$Hg	0,410	1,090	2′	2,66	30		0,7	0,04	
$^{214}_{84}$Po	0,609	1,378	2′	2,27	15		∼ 1		
		1,416	0	2,34					

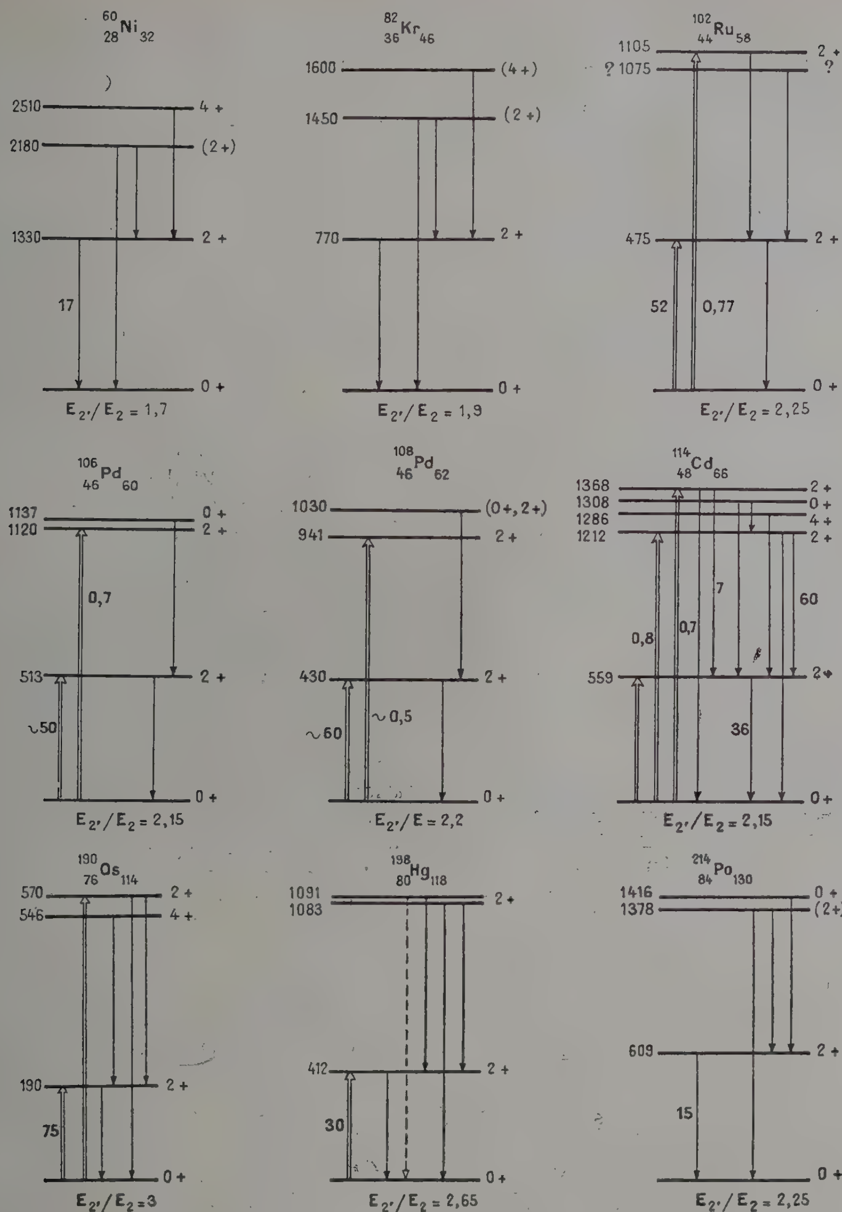


TABLEAU II

BIBLIOGRAPHIE

[1] Scharff-Goldhaber (G.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 587.
[2] Scharff-Goldhaber (G.) et Weneser (J.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 212.
[3] Jean (M.) et Wilets (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1108. Wilets (L.) et Jean (M.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 788.
[4] Alder (K.), Bohr (A.), Huus (T.), Mottelson (B.) et Winther (A.), *Rev. Mod. Physics*, 1956, **28**, 432.
[5] MacGowan et Stelson, *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 522 ; *B. A. P. S.*, 1957, **2**, n° 5, 267-L2 et communication privée.
[6] Barloutaud et al., Communication suivante.
[7] Afin de ne pas surcharger cet article, nous avons omis la bibliographie relative aux tableaux I et II.

NIVEAUX COLLECTIFS DANS LES NOYAUX PAIR-PAIR ENTRE LES MASSES 182 ET 206

Par MM. R. BARLOUTAUD, A. LÉVÊQUE, P. LEHMANN et J. QUIDORT,
Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — L'excitation coulombienne des deux premiers niveaux 2 + de ^{186}W, ^{188}Os, ^{190}Os, ^{192}Os, ^{194}Pt a permis de mesurer les probabilités réduites de désexcitation. Une systématique des niveaux 2+ des noyaux pair-pairs de cette région est comparée à la théorie des niveaux de vibration.

Abstract. — Reduced transition probabilities of the 2+ levels in ^{186}W, ^{188}Os, ^{190}Os, ^{192}Os, ^{194}Pt are deduced from Coulomb excitation experiments. 2+ levels systematics of even-even nuclei in this region are compared with the theory of vibrational levels.

Les premiers niveaux excités des noyaux ont un caractère de rotation ou de vibration suivant la déformation de ces noyaux. L'étude des noyaux de masse comprise entre 182 et 206 est particulièrement intéressante à ce point de vue. Les premiers niveaux de cette région présentent un spectre de rotation caractéristique ; les derniers correspondent à une couche fermée donc à des noyaux sphériques ; de plus, les couches de protons et de neutrons se remplissent simultanément ; on peut donc considérer l'évolution des propriétés en fonction du nombre de masse A. Enfin, à la différence des noyaux impairs, qui possèdent généralement un nombre important de niveaux de basse énergie relevant à la fois du mouvement collectif de l'ensemble des nucléons et du mouvement intrinsèque du nucléon célibataire, les premiers niveaux des noyaux pair-pairs peuvent généralement être interprétés par le seul mouvement collectif. Nous avons donc étudié l'excitation coulombienne des deux premiers niveaux 2+ dans les noyaux pair-pairs de cette région.

Les particules utilisées pour ces expériences étaient des protons accélérés par le Van de Graaff de Saclay à des énergies comprises entre 4 et 5 MeV. Le fait d'obtenir par excitation coulombienne (qui correspond pratiquement toujours à une transition E_2) un niveau dans un noyau pair-pair prouve que ce niveau a le caractère 2+.

Nous avons généralement travaillé avec des cibles épaisses naturelles des éléments étudiés ; c'est pourquoi, afin de mettre en évidence l'excitation d'un second niveau dans un noyau déterminé, nous avons fait des coïncidences entre les photons provenant de la désexcitation en cascade de ce second niveau par l'intermédiaire du premier

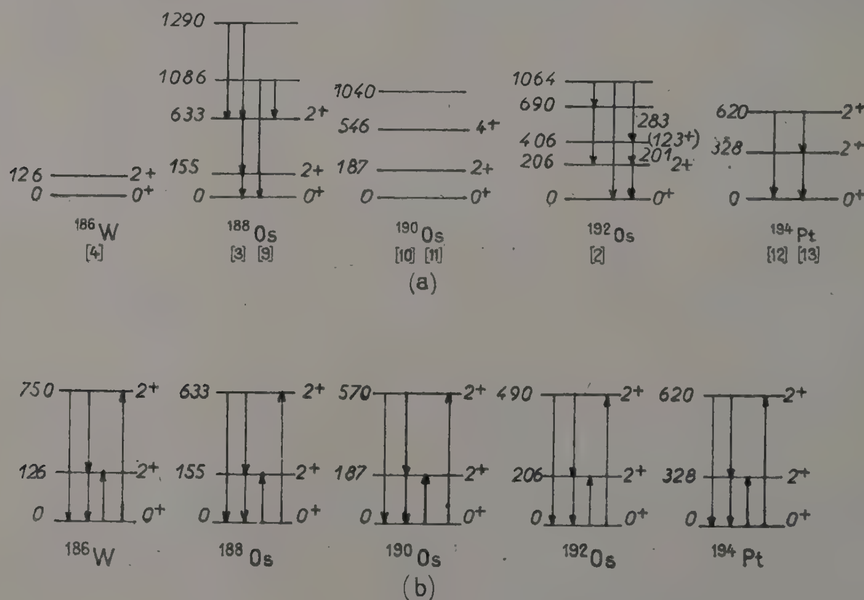


Fig. 1.

dont l'énergie, généralement bien connue, est caractéristique du noyau étudié. Les rayonnements gamma étaient détectés par des scintillateurs NaI(Tl) mis en coïncidence avec un temps de résolution d'environ 10^{-8} s. Comme la section efficace d'excitation coulombienne pour ces seconds niveaux était très faible, il n'était pas toujours possible de voir les gamma de désexcitation (transition de cascade et transition directe) dans le spectre direct ; d'autre part, il était nécessaire d'obtenir une bonne stabilité de l'appareillage électronique, certaines mesures de coïncidence s'étendant pendant 60 heures consécutives.

Les noyaux dont nous avons pu exciter des seconds niveaux 2+ sont ^{194}Pt, ^{192}Os, ^{190}Os, ^{188}Os et ^{186}W ; les schémas de leurs niveaux connus avant ces expériences sont présentés dans la figure 1(a) et ceux que l'on peut déduire de nos résultats dans la figure 1(b). La mesure du rendement en cible épaisse de l'excitation coulombienne des différents niveaux nous a permis de déduire leurs probabilités réduites de transition E_2. Comme nous utilisions des cibles naturelles, nous avons dû fréquemment décomposer les spectres complexes obtenus en différents pics correspondant chacun à un isotope déterminé ; nous avons profité de la forme gaussienne des pics photoélectriques, dont nous avons mesuré la largeur à mi-hauteur en fonction de l'énergie à l'aide de rayonnements gamma purs, pour effectuer cette décomposition. Le tableau I résume les valeurs des probabilités

TABLEAU I

Noyaux	Niveaux	$B(E_2)/e^2_{\text{des.}}$ en 10^{-48} cm^4
^{184}W	112	0,84 [14]
	890 ?	$< 1{,}8.10^{-2}$
^{186}W	124	0,84 [14]
	750	$3{,}5.10^{-2}$
^{188}Os	155	0,69
	633	0,11
^{190}Os	190	0,49
	570	$2{,}3.10^{-2}$
^{192}Os	206	0,42
	500	$2{,}5.10^{-2}$
^{194}Pt	330	0,39 [1]
	620	$1{,}2.10^{-3}$

réduites de transition obtenues pour divers niveaux excités pour lesquels nous donnons ci-après quelques détails. La précision obtenue sur ces valeurs est de l'ordre de 30 %. Nous avons reçu récemment des valeurs des probabilités réduites de transition des premiers niveaux de ^{188}, ^{190}, ^{192}Os, mesurées par Stelson et McGowan et qui sont en bon accord avec les nôtres.

^{194}*Pt* : La faiblesse de la section efficace d'excitation du niveau de 620 keV due en grande partie à l'interdiction de la transition directe au fondamental ainsi qu'une dérive de notre dispositif de coïncidence nous a d'abord masqué le « pic » de 293 keV correspondant à la cascade entre les deux premiers niveaux excités. Nous avons repris ces expériences après que Stelson et McGowan [1] eurent, de leur côté, mis en évidence cette coïncidence. La valeur que nous obtenons pour le rapport des probabilités réduites de transition

$$BE_2\, 293 / BE_2\, 330 = 0{,}40 \pm 0{,}12$$

n'est pas, dans la limite des erreurs, incompatible avec celle de Stelson et McGowan.

^{192}*Os* : Nous avons mis en évidence une coïncidence 206-280 keV que nous avons attribuée à l'excitation du niveau 2+ à environ 486 keV. D'autre part, des gamma de 280 et environ 490 keV peuvent être vus en faible abondance dans le spectre direct. Le rapport d'embranchement entre la transition directe et la cascade que nous donnons est assez peu précis à cause de la difficulté de soustraire du fond le faible pic correspondant à la transition directe ; il constitue néanmoins une valeur maximum.

Le schéma de la figure 1(b) pour ^{192}Os est compatible avec le schéma 1(a) où l'ordre des transitions de 201 et 283 keV serait inversé, hypothèse non exclue par les auteurs [2].

^{190}*Os* : Nous avons observé des coïncidences 186 keV - 380 keV, ainsi que des photons de 380 keV et probablement de 570 keV dans le spectre direct. Nous avons interprété ces résultats par l'excitation d'un niveau 2+ à environ 570 keV dans ^{190}Os. Ce niveau n'avait pas été décelé par l'étude du schéma de désintégration de ^{190}Ir. Le rapport d'embranchement entre transition directe et cascade est, ici encore, une limite supérieure.

^{188}*Os* : La mise en évidence de coïncidences 155-480 keV prouve que nous avons excité le niveau de 633 keV déjà connu dans la radioactivité de ^{188}Re. Comme l'abondance isotopique de ^{188}Os dans une cible naturelle est sensiblement plus faible que celle de ^{190}Os et ^{192}Os, nous n'avons pu voir, dans le spectre direct, les gamma correspondant aux transitions directe et de cascade sur le premier niveau ; nous avons utilisé le rapport d'embranchement déterminé par Potnis [3] pour calculer la probabilité réduite de transition.

^{186}*W* : Une coïncidence 124 keV-625 keV a été observée ainsi que des gamma d'environ 625 keV et 750 keV dans le spectre direct. Nous avons attribué ce résultat à l'excitation du niveau 2+ de 750 keV dans ^{186}W. Aucun schéma des niveaux de ^{186}W (sauf le premier de 124 keV obtenu par excitation coulombienne et par radioactivité de ^{186}Re par divers auteurs) n'a encore été proposé. Cependant, A. J. Poe [4] a observé, dans la radioactivité de ^{186}Ta, des gamma de 0,61 MeV et 0,73 MeV qui pourraient probablement s'identifier aux gamma de 625 et 750 keV mis en évidence dans nos expériences.

^{184}W : Des rayonnements gamma de 780 keV et 890 keV ayant été mis en évidence dans la radioactivité de ^{184}Ta [5] pourraient de même s'interpréter comme les transitions issues d'un niveau de 890 keV. N'ayant pu observer de coïncidences 112 keV-780 keV avec notre cible de W, nous pouvons en déduire que la probabilité réduite de désexcitation d'un niveau éventuel de 890 keV serait au moins deux fois plus petite que celle du niveau de 750 keV dans ^{186}W.

Nous avons inséré ces résultats dans une systématique des premiers niveaux des noyaux pair-pairs pour $182 \leqslant A \leqslant 206$ dans laquelle nous avons utilisé en plus nos précédents résultats sur ^{198}, ^{200}, ^{202}, ^{204}Hg et ^{206}Pb, ainsi que les valeurs expérimentales de la littérature sur

$^{182, 184, 186}$W [14], ^{186}Os, ^{196,198}Pt, ^{198,200}Hg.

A. Bohr et Mottelson [6], G. Scharff-Goldhaber [7], Wilets et Jean [8], ont donné des premiers niveaux des noyaux lourds pair-pairs une interprétation collective en termes de rotation et vibration. Nous nous bornerons à indiquer, sur les courbes des figures 2, 3, 4, les faits caractéristiques conformes à ces théories et spécialement à celle de Wilets et Jean.

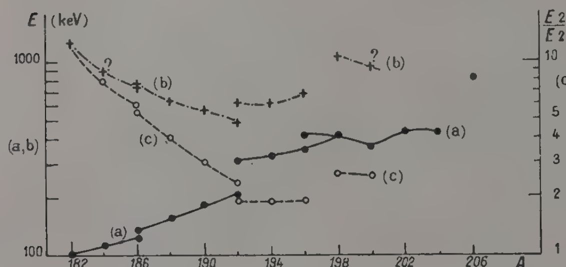


Fig. 2.

1° Croissance de l'énergie (figure 2, courbe a) et décroissance de la probabilité réduite de transition $BE_2(2 \rightarrow 0)$ (figure 3, courbe d) du premier niveau 2+ qui, ayant encore les propriétés d'un niveau de rotation pour ^{182}W, ^{184}W, ^{186}W et sans doute ^{186}Os (l'énergie critique correspondant à la transition vibration-rotation est d'environ 140 keV [6] peut s'interpréter comme un premier niveau de vibration dans Os, Pt, Hg et ^{206}Pb.

2° Variations caractéristiques de l'énergie du second niveau 2+ (figure 2, courbe b) et du rapport $E_{2'}/E_2$ (figure 2, courbe c). Le second niveau peut s'interpréter dans ^{182}W, ^{184}W, ^{186}W, ^{186}Os comme le premier niveau de vibration bien séparé du niveau 4+ ; le potentiel collectif dépend alors du paramètre de forme γ (stabilité gamma) ; dans ^{188}Os et ^{190}Os, le rapport $E_{2'}/E_2$ est encore incompatible avec un potentiel indépendant de γ et de plus la dégénérescence 2+ 4+ est déjà levée dans ^{190}Os ; enfin, dans les noyaux plus lourds, le second niveau 2+ devient le deuxième niveau de vibration et le rapport $E_{2'}/E_2$ est compatible avec l'hypothèse d'instabilité gamma.

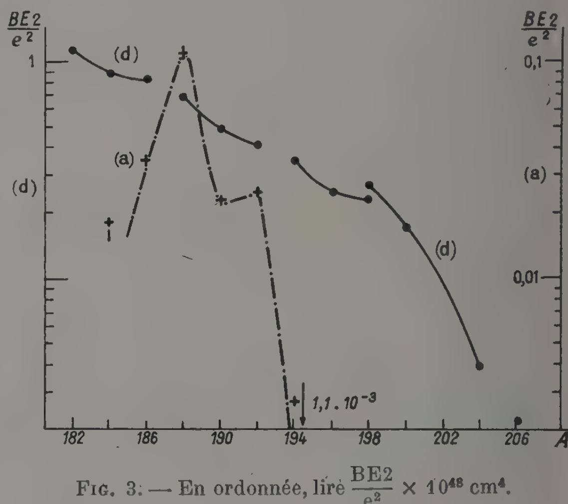


Fig. 3. — En ordonnée, lire $\frac{BE2}{e^2} \times 10^{48}$ cm^4.

3° Interdiction de la transition directe au fondamental $2' \rightarrow 0$ dans le cas des noyaux instables en gamma et tendance vers $\sim 0{,}7$ du rapport $BE_2(2' \rightarrow 0)/BE_2(2' \rightarrow 2)$ dans le cas des noyaux déformés ; (*fig.* 4) l'interdiction dans ^{182}W de la transition $2' \rightarrow 4$ (deuxième niveau de vibration) prouve qu'il s'agit en fait d'une vibration gamma ($n_\gamma = 1$, $K = 2$).

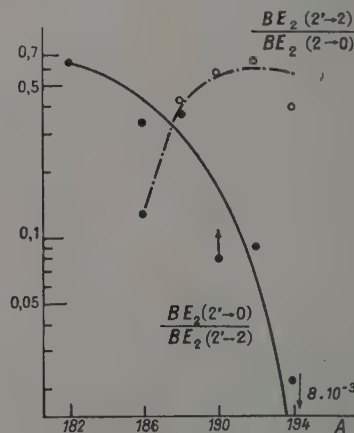


Fig. 4.

4° Variation du rapport $BE_2(2' \rightarrow 2)/BE_2(2 \rightarrow 0)$ égal à une valeur de l'ordre de l'unité pour les noyaux faiblement déformés et sensiblement plus faible pour les noyaux fortement déformés (*fig.* 4).

5° Caractère généralement fortement E_2 de la transition cascade $2' \rightarrow 2$.

On voit ainsi que, alors que la transition entre rotation et vibration pour le premier niveau semble située entre ^{186}Os et ^{188}Os, la transition entre stabilité gamma et instabilité gamma pourrait se placer entre ^{190}Os et ^{192}Os.

Note ajoutée à la correction. — De récentes expériences nous ont permis de confirmer l'existence du niveau de 890 keV dans ^{184}W.

RÉFÉRENCES

[1] McGowan (F. K.) et Stelson (P. H.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 522.
[2] Baggerly (L. L.) et al., *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1364.
[3] Potnis (V. R.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 722 et **102**, 459.
[4] Poe (A. J.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 1165.
[5] Butement (F. D. S.) et Poe (A. J.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 482.
[6] Bohr (A.) et Mottelson (B.), *Kgl. Danske Vidensk. Selsk.*, 1952, **26**, 14 et 1953, **27**, 16 ; *Rev. Mod. Phys.*, 1956, **28**, 432.
[7] Scharff-Goldhaber (G.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 587. Scharff-Goldhaber (G.) et Weneser (J.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 212.
[8] Wilets (L.) et Jean (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1108 ; *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 788.
[9] Johns (M. W.) et McMullen (C. C.), *Can. J. Phys.*, 1956, **34**, 69.
[10] Scharff-Goldhaber (G.), *B. A. P. S.*, 1957, **2**, n° 1, 25.
[11] Aten (A. H. W., Jr.) et al., *Physica*, 1955, **21**, 740.
[12] Mandeville (C. E.) et al., *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1185.
[13] Johns (M. W.) et Nablo (S. Y.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1599.
[14] Huus (T.) et al., *Kgl. Danske Vidensk. Selskab.*, 1956, **30**, 17.

REVUE DES LIVRES

Annual Review of Nuclear Science. (1 vol., 15,5 × 23 cm, 471 p., Annual Reviews Inc., California, U. S. A., 1956.)

Ensemble de mises au point sur une série de sujets concernant la Physique nucléaire et ses applications :

Variation dans le temps des rayons cosmiques primaires, par Sarabhai (V.) et Nerurkar (N. W.). — Polarisation des nucléons rapides, par Wolfenstein (L.). — Excitation des noyaux par les particules chargées, par Heydenburg (N. P.) et Temmer (G. M.). — Déplacement isotopique dans les spectres atomiques, par Mack (J. E.) et Arrœ (H.). — Propriétés des noyaux de masse moyenne, par Way (K.). — Acidité généralisée de Brönsttadt-Lowry et séparations radiochimiques, par Horne (R. A.), Coryell (C. D.) et Goldring (L. S.). — Masses des noyaux légers par Mattauch (J.), Waldmann (L.), Rieri (R.) et Everling (F.). — Effets des radiations nucléaires dans les solides, par Brooks (H.). — Emploi des isotopes de l'oxygène dans la recherche chimique, par Taube (H.). — Progrès récents de la technique du comptage des radiations peu intenses, par Anderson (E. C.) et Hayes (F. N.). — Réacteurs nucléaires pour centrales électriques, par Davidson (L.), Loeb (W. A.) et Young (C.). — Radiobiologie cellulaire, par Gray (L. H.). — Radiobiologie des Vertébrés : embryologie, par O Brien (J. P.).

J. L.

Cachon (A.), Jauneau (L.) et Daudin (A.), **Les rayons cosmiques.** (1 vol., 11,5 × 17,5 cm, 119 p., Presses Universitaires de France, 1957.)

Volume n° 729 de la collection « Que sais-je ? ». Petit volume bien équilibré, et très actuel, écrit par une équipe de chercheurs tout à fait au courant de leur sujet. Malgré un chapitre préliminaire sur les dispositifs expérimentaux et un appendice qui rappelle les principales notions fondamentales, sa lecture exige une certaine culture scientifique (niveau propédeutique, à peu près). Moyennant quoi sa lecture est d'un grand intérêt, tant celle des chapitres sur l'étude même des rayons (III à V) que celle du chapitre sur les nouvelles particules (le plus difficile à tenir à jour : elles pullulent !) et de celui sur l'origine des rayonnements.

J. L.

Tables des propriétés thermiques des gaz. (1 vol. 21 × 27 cm, 488 p., National Bureau of Standards, Washington, 1956.)

Cette circulataire n° 564 du Bureau of Standards est un gros volume des Tables de constantes relatives aux propriétés de différents gaz, réunies et présentées par une nombreuse équipe de physiciens. Elles concernent la densité, la compressibilité, les chaleurs spécifiques, la vitesse du son, la viscosité, l'enthalpie et les fonctions thermodynamiques en général de l'air, de l'argon, du gaz carbonique, de l'oxyde de carbone, de l'hydrogène, de l'azote, de l'oxygène et de la vapeur d'eau. Un grand nombre de références bibliographiques, environ 500, concernant les travaux ou sont puisées les données, figurent dans le volume.

J. L.

CORRÉLATION ANGULAIRE DE DEUX GAMMAS MIXTES OBTENUS PAR EXCITATION COULOMBIENNE

Par VINCENT P. GILLET,
Service de Physique mathématique, C. E. N., Saclay.

Résumé. — On calcule exactement la corrélation de deux gammas mixtes en cascade obtenus par excitation coulombienne afin de déterminer quelques caractéristiques générales des processus de corrélations triples. Le noyau choisi est le ^{181}Ta et on donne la dépendance de l'anisotropie maximum en fonction des éléments de matrice réduite. La comparaison des résultats théoriques avec l'expérience semble indiquer dans l'exemple choisi une forte atténuation par couplage du moment quadrupolaire.

Abstract. — Exact computation is made of the correlation of two mixed gamma rays following coulomb excitation in order to determine some general characteristics of triple correlation processes. The nucleus chosen is ^{181}Ta and the dependance of the maximum anisotropy as a function of the reduced matrix elements of the second emitted gamma is given.

L'objet du présent calcul est de déterminer sur un cas particulier le ^{181}Ta, quelques caractéristiques générales des processus de corrélations triples, le mode de préparation du premier état excité étant l'excitation coulombienne. Pour cela on a calculé numériquement les expressions exactes des probabilités angulaires pour un certain nombre de groupes d'angles. Le travail a été programmé sur une IBM 650.

On considère le schéma 'excitation suivant :

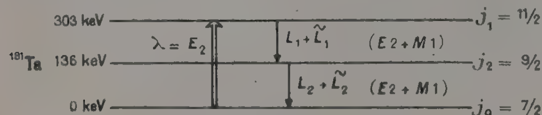


FIG. 1.

On cherche la probabilité $W(\theta_1\, \theta_2\, \varphi)$ pour que les deux γ de désexcitation fassent respectivement les angles θ_1 et θ_2 avec la direction des protons incidents, φ étant l'angle entre les deux plans passant par la direction des protons incidents et contenant respectivement γ_1 et γ_2. Cette probabilité s'exprime par un développement sur les fonctions d'ondes orthogonales des trois angles libres :

$$W_{\nu_1\nu_2\nu_3} = \sum_{\substack{\nu_1\nu_2\nu_3 \\ \text{(pairs)}}} D_{\nu_1\nu_2\nu_3}\, K_{\nu_1\nu_2\nu_3}(\theta_1\, \theta_2\, \varphi)$$

avec

$$D_{\nu_1\nu_2\nu_3} = \sum_{L_1 \tilde{L}_1 L_2 \tilde{L}_2} (-1)^{L_1 + \tilde{L}_2 + L_1}$$

$$< j_2\|L_1\| j_1 > < j_2\|\tilde{L}_1\| j_1 > < j_0\|L_2\|j_2 > < j_0\|\tilde{L}_2\| j_2 >$$

$$\sqrt{2L_1+1}\ \sqrt{2\tilde{L}_1+1}\ \sqrt{2\nu_1+1}\ \sqrt{2\nu_2+1}\ \sqrt{2\nu_3+1}$$

$$a_{\nu_1}^{\lambda}(\zeta\eta)\, (L_1\, \tilde{L}_1 1 - 1|\nu_2\, 0)\, F_{\nu_1}(\lambda\lambda j_0 j_1)$$

$$X \begin{pmatrix} j_1 & L_1 & j_2 \\ j_1 & \tilde{L}_1 & j_2 \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{pmatrix} F_{\nu_3}(L_2 \tilde{L}_2 j_0 j_2)$$

et :

$$K_{\nu_1\nu_2\nu_3}(\theta_1\, \theta_2\, \varphi) = \sum_{\tau} (-1)^{\tau} \left\{ \frac{(\nu_2 + |\tau|)!\, (\nu_3 + |\tau|)!}{(\nu_2 - |\tau|!\, (\nu_3 - |\tau|)!} \right\}^{1/2}$$

$$(\nu_3\, \nu_2 \tau - \tau|\nu_1\, 0)\, P_{\nu_3}^{|\tau|}(\cos\theta_1)\, P_{\nu}^{|\tau|}(\cos\theta_2)\, e^{i\tau\varphi}.$$

Les coefficients $D\nu_1\, \nu_2\, \nu_3$ du développement sont fonctions des éléments de matrices réduites (les inconnues du problème) et de facteurs statistiques dépendant des différents spins et moments angulaires. Les X sont les coefficients 9 j de Wigner et il existe des tables [1] pour les coefficients F. Les $a_{\nu}^{\lambda}(\zeta\eta)$ sont les facteurs d'affaiblissement caractéristiques de l'excitation coulombienne ; ils sont fonction des paramètres de la collision coulombienne ζ, η [2].

On a pris pour le coefficient de mélange du premier γ la valeur $\delta_{(1)} = \dfrac{\text{Int. } E2}{\text{Int. } M1} = 0{,}50$, et pour le coefficient de mélange du second γ la valeur prédite par le modèle collectif

$$\frac{\delta_{(1)}}{\delta_{(2)}} \approx 1.$$

L'énergie des protons incidents est de 4,35 MeV.

Les résultats numériques obtenus permettent de faire les remarques suivantes :

a) L'expression exacte de la corrélation triple et l'expression approchée supposant les sous-états du premier état excité également peuplés ne donnent pas, ainsi qu'on le suppose parfois, des résultats identiques dans le plan perpendiculaire à la direction des protons incidents. L'anisotropie prédite par la seconde expression est en effet de :

$$\frac{w(\widehat{\gamma_1\, \gamma_2} = 0)}{w(\gamma_1\, \gamma_2 = 90)} = 2$$

alors que l'expression exacte donne :

$$\frac{W(\theta_1 = 90,\ \theta_2 = 90,\ \varphi = 180)}{W(\theta_1 = 90,\ \theta_2 = 90,\ \varphi = 90)} = 3{,}1$$

b) les intensités maxima et minima dépendent plus des directions relatives des gammas que de

leurs positions par rapport à l'axe d'incidence ; les intensités maxima sont obtenues lorsque les deux γ sont parallèles ou anti-parallèles, les intensités minima lorsqu'ils sont détectés à angle droit.

	θ_1	θ_2	φ	Int. rel.
	0	0	0	1
	45	45	0	2,05
Intensité	45	135	180	
Maximum	90	90	0	3,06
	90	90	180	

	θ_1	θ	θ_2	Int. rel.
	0	90	0	0,67
Intensité	90	0	0	0,74
Minimum				
	45	45	180	0,69

c) Il en résulte que si un γ est pris perpendiculairement au faisceau de protons, la distribution est symétrique par rapport à $\pi/2$ dans le plan perpendiculaire à cette direction ou dans tout plan contenant cette direction, avec un minimum de l'intensité en $\pi/2$ dans le premier cas et un maximum dans le second. Au contraire si les deux γ sont pris à 45° des protons incidents et qu'un des compteurs tourne de 180° autour de la direction d'incidence on passe d'un maximum à un minimum

θ_1	θ_2	φ	Int. rel.
90	90	0	3,06
90	90	45	2,02
90	90	90	0,99
90	90	135	2,02
90	90	180	3,06

θ_1	θ_1	φ	Int. rel.
90	0	0	0,74
90	45	0	1,86
90	90	0	3,06
90	135	0	1,86
90	180	0	0,74

θ^2	θ_1	φ	Int. rel.
45	45	0	2,05
45	45	45	1,61
45	45	90	0,85
45	45	135	0,74
45	45	180	0,69

d) En détectant indifféremment les deux γ dans un compteur donné on augmente les taux de comptage, donc la statistique. Si les γ ont des énergies voisines il peut être difficile de les séparer. Il est bien connu que dans le plan perpendiculaire au faisceau les deux γ jouent des rôles symétriques mais ce peut ne pas être la meilleure géométrie. En prenant un autre plan, contenant par exemple la direction du faisceau incident, les résultats montrent que l'anisotropie varie dans le même sens, qu'on détecte dans un compteur un gamma ou l'autre, et que dans les deux cas l'anisotropie est sensiblement la même (à 10 % près) :

θ_1	θ_2	φ	Int. rel.
0	0	0	1
0	30	0	0,94
0	45	0	0,87
0	60	0	0,78
0	90	0	0,67

θ_1	θ_2	φ	Int. rel.
0	0	0	1
30	0	0	0,96
45	0	0	0,90
60	0	0	0,83
90	0	0	0,74

θ_1	θ_2	φ	Int. rel.
45	0	0	0,90
45	45	0	2,05
45	90	0	1,82

θ_1	θ_2	φ	Int. rel.
0	45	0	0,87
45	45	0	2,05
90	45	0	1,86

θ_1	θ_2	φ	Int. rel.
90	0	0	0,74
90	45	0	1,86
90	90	0	3,06

θ_1	θ_2	φ'	Int. rel.
0	90	0	0,67
45	90	0	1,82
90	90	0	3,06

e) La complexité de l'expression de W atténue sa dépendance en $\delta_{(2)}$. Cependant il reste, ce qui est normal, que les variations de l'anisotropie avec $\delta_{(2)}$ sont d'autant plus fortes que l'anisotropie est plus grande ;

	$\delta_{(2)} = 0{,}45$	$\delta_{(2)} = 0{,}50$	$\delta_{(2)} = 0{,}55$
$\dfrac{W(45,\ 135,\ 180)}{W(45,\ 45,\ 180)}$	2,83	2,95	3,08
$\dfrac{W(90,\ 90,\ 180)}{W(90,\ 0,\ 0)}$	3,92	4,16	4,42

Barloutaud, Lehmann et Lévêque ont mesuré le premier rapport sur une cible de tantale métal. Ils l'on en fait trouvé égal à : $1{,}25 \pm 0{,}2$.

Une anisotropie aussi faible ne peut être expliquée par un autre choix de la valeur de $\delta_{(2)}$. On doit donc admettre que les moments quadrupolaires des divers états excités du ^{181}Ta sont fortement couplés aux champs électriques, ce qui suggère la nécessité d'utiliser une cible liquide.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Table de coefficients *F* : Ferentz et Rosenzweig, ANL 5324.

[2] Alder et al., *Rev. Mod. Physics*, 1956, **28** ,4, 432.

MESURE DU NOMBRE MOYEN DE NEUTRONS ÉMIS PAR FISSION INDUITE DANS ^{238}U PAR DES NEUTRONS DE 14,2 MeV

Par S. BLAISE, M. GAUDIN, R. JOLY, J. LEROY et G. VENDRYES,
Service de Neutronique Expérimentale, C. E. N., Saclay.
Service de la Pile de Fontenay-aux-Roses, C. E. N. F. A. R.

Sommaire. — Nous avons mesuré le rapport ν/ν', du nombre moyen de neutrons ν émis par fission de ^{238}U avec des neutrons de 14,2 MeV, au nombre de neutrons ν' émis par fission de ^{235}U avec des neutrons thermiques.

Abstract. — We measured the value of the ratio ν/ν' between the mean number of neutrons ν emitted by fission of ^{238}U with 14,2 MeV neutrons and the number of neutrons ν' emitted by fission of ^{235}U with thermal neutrons.

Des expériences ont été faites à Saclay pour mesurer le nombre moyen ν de neutrons émis par fission de ^{238}U, fission induite par des neutrons de 14 MeV. Le dispositif expérimental (*fig.* 1)

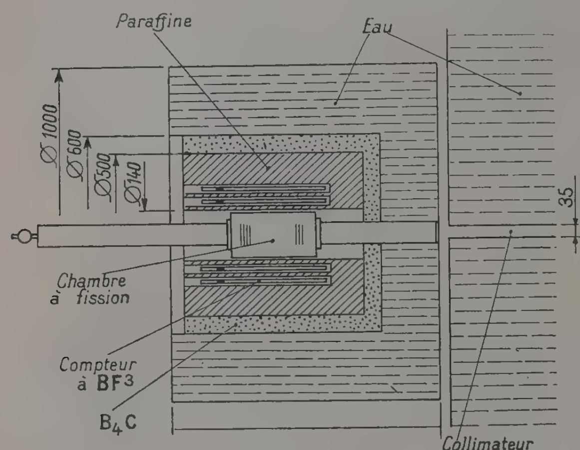


Fig. 1.

comprend essentiellement une chambre à fission, contenant dans un cas de l'uranium naturel, et entourée de compteurs à BF_3, plongés dans la paraffine. La chambre à fission est un long cylindre contenant une vingtaine de feuilles d'aluminium sur lesquelles le matériau fissile est déposé. Ces dépôts sont placés dans un faisceau de neutrons de 14 MeV, issus de la cible d'un générateur Cockroft-Walton de 200 keV, et produits par réaction (d, T). Entre la chambre à fission et la cible, le faisceau est défini par un collimateur cylindrique (longueur : 1,75 m ; diamètre 3,5 cm) pratiqué dans un vaste réservoir empli d'eau. La chambre à fission et les compteurs à BF_3 sont protégés contre les neutrons directs et diffusés par 20 cm d'eau et 5 cm de carbure de bore.

On compte simultanément les impulsions de fission, les impulsions fournies par les détecteurs à BF_3 et les impulsions de neutrons en coïncidence avec les fissions, c'est-à-dire qui arrivent moins de 200 µs après chaque fission. Moyennant certaines corrections, dont la plus importante est celle qui tient compte des coïncidences accidentelles, le rapport du nombre de coïncidences vraies au nombre d'impulsions de fission est égal au produit $e\nu$, où e représente l'efficacité de l'ensemble des compteurs pour la détection d'un neutron moyen issu de l'axe de la chambre, et où ν est le nombre moyen de neutrons émis par fission. Ne connaissant pas la valeur de l'efficacité e, nous avons répété l'expérience en utilisant le même dispositif auprès de la pile EL2 mais en partant des fissions induites dans ^{235}U par les neutrons de 0,025 eV fournis par un spectromètre à cristal. Cette seconde expérience donne $e\nu'$ où ν' est le nombre moyen de neutrons émis par fission thermique de ^{235}U.

Nous faisons ainsi l'hypothèse que l'efficacité est la même dans les deux cas; ce n'est pas rigoureusement exact à cause de l'asymétrie de la distribution angulaire des fragments de fission induite par des neutrons rapides. L'abaissement d'efficacité est en gros de 2,5 %.

La comparaison des deux mesures donne le rapport ν/ν' ; la valeur obtenue est $1,765 \pm 0,053$ compte tenu de la précision statistique, de l'incertitude sur le temps de coïncidence et des fluctuations du flux de neutrons durant une expérience.

Posant $\nu' = 2,47 \pm 0,03$, on obtient :

$$\nu = 4,36 \pm 0,14.$$

Nous voulions être sûrs : 1° que dans notre dispositif expérimental devant l'accélérateur Cockroft les impulsions de fission recueillies fussent réellement dues aux fissions de ^{238}U, induites par les neutrons de 14,2 MeV, et non par des neutrons d'énergie bien inférieure ; 2° que les fissions de ^{235}U

induites par les neutrons thermalisés dans le bloc de paraffine étaient négligeables. Nous avons mesuré avec un compteur à BF_3 le flux de neutrons lents, et calculé que le nombre des fissions thermiques était inférieur à 1 % du nombre de fissions total.

Nous avons enfin répété l'expérience à 14 MeV avec une chambre contenant de l'uranium appauvri (2.10^{-4} de ^{235}U) et nous avons obtenu

$$\nu = 4{,}26 \pm 0{,}12,$$

c'est-à-dire un résultat cohérent avec le premier.

Quant à l'énergie des neutrons rapides qui induisent la fission de ^{238}U, nous l'avons mesurée en plaçant des émulsions nucléaires à l'endroit des dépôts. Du spectre des protons de recul dans la direction du faisceau on a déduit le spectre des neutrons rapides, en faisant l'hypothèse que tout neutron incident venait directement de la cible à travers le collimateur (*fig.* 2).

Il a été tenu compte de ces neutrons moins énergiques : 1° en pondérant le spectre des neutrons incidents par la section efficace de fission à chaque énergie ; 2° en supposant une variation linéaire de ν_E, en fonction de l'énergie du neutron incident. Sachant que pour 1,5 MeV, $\nu_{1,5} = 2{,}65$ [1] la valeur expérimentale $\nu_{exp} = 4{,}29$ doit être augmentée de 0,15 pour donner le ν à 14,2 MeV. Ces corrections effectuées, en moyennant les mesures faites avec l'uranium naturel et l'uranium appauvri nous obtenons :

$$\nu_{14,2} = 4{,}44 \begin{array}{l} +\,0{,}10 \\ -\,0{,}20 \end{array}$$ pour la fission de l'uranium 238 par des neutrons de 14,2 Mev.

Pour la fission des noyaux composés ^{240}Pu et ^{236}U, les résultats des mesures de ν conduisent à un accroissement linéaire de $0{,}11 \pm 0{,}01$ neutron par MeV et

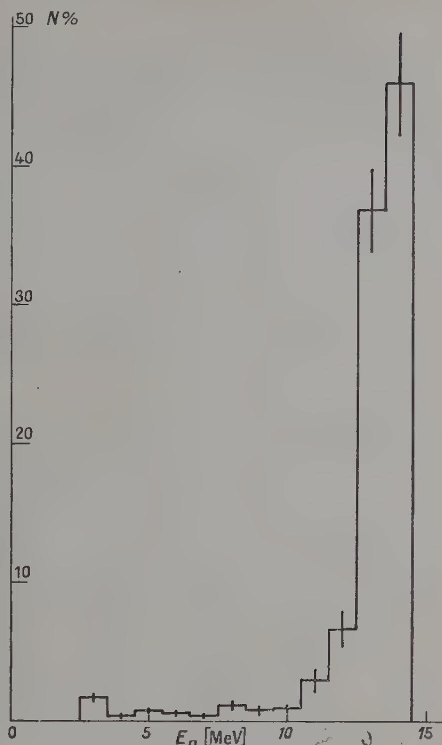


Fig. 2. — Nombre de neutrons dans le faisceau incident. (unités arbitraires).

de $0{,}15 \pm 0{,}01$ neutron par MeV respectivement [2]. Si l'on admet qu'une telle loi linéaire est valable pour le noyau composé ^{239}U, on obtient, dans ce cas, un accroissement de ν de 0,14 neutron par MeV.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Diven, Martin, Taschek et Terrell (non publié).

[2] J. Terrell, *Phys. Rev.*, à paraître.

ÉTUDE DE LA VARIATION AVEC L'ÉNERGIE DU NEUTRON INCIDENT DE LA PROBABILITÉ RELATIVE DE FISSION TERNAIRE AVEC ÉMISSION D'UNE PARTICULE α DE LONG PARCOURS

Par J. M. AUCLAIR,

Résumé. — On a étudié pour ^{235}U la variation éventuelle, avec l'énergie des neutrons incidents provoquant la fission, de la probabilité de fission ternaire avec émission d'une particule α de long parcours. Aucune variation n'a été observée.

Abstract. — For ^{235}U, we looked at a possible variation, with energy of neutrons inducing fission, of the long range α particle ternary fission probability. Within the statistical accuracy, no variation was observed.

L'émission, lors de la fission, de particules α de grande énergie est un phénomène qui a été mis en évidence et étudié par un certain nombre de chercheurs [1].

La probabilité de ce type de fission, dans le cas où la fission est induite par des neutrons, a été mesurée mais comme le montre le tableau 1, extrait de l'article cité dans la référence 1, il y a un certain désaccord entre les différents résultats.

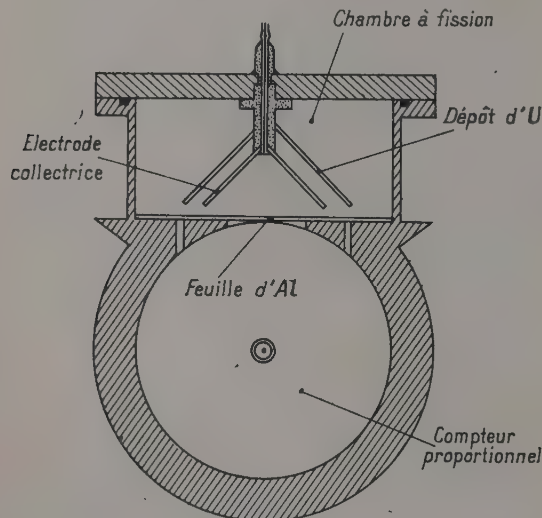


Fig. 1.

Il a été suggéré par Allen et Dewan [2] que ce désaccord pourrait être dû à la variation de la probabilité du phénomène avec l'énergie des neutrons incidents. C'est pourquoi, nous avons entrepris une telle étude.

Les particules α émises par ce mode de fission ont un spectre d'énergie allant jusqu'à 25 MeV et dont le maximum est à environ 13 MeV. Une grande partie de ces particules traversent donc une épaisseur d'aluminium de 0,03 mm qui est suffisante pour arrêter les particules α de la radioactivité naturelle ainsi que les fragments de fission.

L'appareillage utilisé comporte donc, comme le montre la figure 1 :

1° Une chambre à fission dont les deux paires d'électrodes sont inclinées à 45° par rapport au faisceau incident de neutrons.

Les électrodes A portent la matière fissile.

Les électrodes B sont collectrices et sont constituées d'aluminium de 0,002 mm d'épaisseur. Les deux dépôts identiques sont rectangulaires (6 cm × 3 cm) ; ils portent 2 mg/cm² d'uranium enrichi à 45 % en ^{235}U.

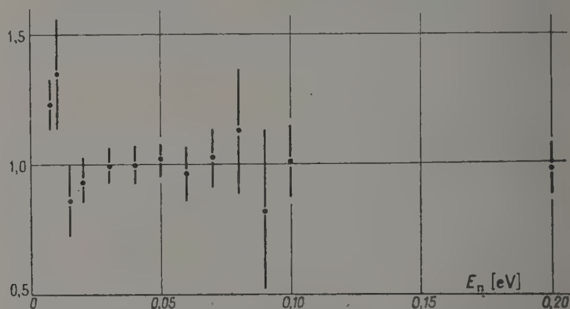


Fig. 2. — Probabilité relative de fission ternaire normalisée à 1 pour des neutrons de pile.

2° Une fenêtre d'aluminium C, d'épaisseur 0,03 mm qui sépare la chambre à fission du compteur proportionnel destiné à compter les particules émises lors de la fission ternaire.

3° Un compteur proportionnel cylindrique (longueur : 632 mm, diamètre : 180 mm). Le diamètre du fil intérieur est de 2 mm ; le gaz de remplissage du compteur et de la chambre était de 1 cm de CO^2 ; 18 cm d'argon. Dans ces conditions, la tension de fonctionnement du compteur était de 1 800 V.

Nous mesurions simultanément les taux de comptage de la chambre à fission, du compteur proportionnel et des impulsions en coïncidence avec

une largeur de coïncidence de 2 μs. On obtenait environ une coïncidence vraie pour 10 000 fissions d'où une efficacité du compteur proportionnel de l'ordre de 4 %.

Résultats. — Les mesures ont été effectuées :

1° Dans le domaine thermique, avec des neutrons monochromatiques obtenus au spectromètre à cristal installé auprès de la pile P2 de Saclay. Les résultats sont indiqués sur la figure 2.

2° Dans le faisceau direct de la pile avec et sans interposition de cadmium puis d'épaisseurs croissantes de pyrex (à environ 4 % de bore).

A la précision statistique des mesures près (de l'ordre de 10 %) nous n'avons pas observé de variation.

Des mesures plus précises sont souhaitables. Néanmoins, ces résultats semblent exclure une variation du simple au double de la probabilité de fission ternaire (cf. tableau 1) et remettent en cause les mesures absolues de cette probabilité.

TABLEAU I

PROBABILITÉS DE TRIPARTITION

AUTEURS	NUCLIDES	PROBABILITÉ	SOURCES DE NEUTRONS
ALLEN et DEWAN	^{239}Pu	1/445	Pile
ALLEN et DEWAN	^{235}U	1/550	n. thermiques
		1/505	Pile
ALLEN et DEWAN	^{233}U	1/405	Pile
TITTERTON	^{235}U	1/422	Pile
GREEN et LIVESEY	^{235}U	1/300	Cyclotron et ralentissement
FARWELL et SEGRE	^{239}Pu	1/500	Cyclotron et ralentissement
FARWELL et SEGRE	^{235}U	1/250	Cyclotron et ralentissement
DEMERS	^{235}U	1/250	Ra-Be et ralentissement
MARSHALL	^{235}U	1/230	n. thermiques

BIBLIOGRAPHIE

[1] WHITEHOUSE, *Progress in Nuclear Physics*, 1952, **2**, 159.

[2] ALLEN et DEWAN, *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 181.

DIFFUSION ÉLASTIQUE DES RAYONS γ DE 1,12-1,17-1,33 ET 2,62 MeV

Par MM. J. BANAIGS, P. EBERHARD, L. GOLDZAHL et E. HARA,
Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire, Collège de France.

Résumé. — Comparaison de résultats expérimentaux et de calculs théoriques récents en vue de mettre en évidence l'effet Delbruck. La conclusion est négative pour 1,12 et 1,33 MeV, mais plus difficile à donner pour 2,62 MeV. On trouve pour 1,17 MeV une intervention possible de la diffusion inélastique.

Abstract. — Comparison of experimental and theoretical results in order to show the Delbruck effect. The conclusion is negative for 1,12 and 1,33 MeV, but it is more difficult to give any conclusion for 2,62 MeV. For 1,17 MeV a possible intervention of the inelastic scattering is found.

Depuis quelques années, au laboratoire, ont été effectuées des expériences sur la diffusion élastique des rayons γ [1]. Ces expériences ont pour but de tenter de mettre en évidence la contribution du champ électrique du noyau à la diffusion, connue sous le nom d'effet Delbruck. Cet effet est prévu par les théories de l'électrodynamique quantique, et il serait intéressant d'en vérifier l'existence expérimentalement.

Le principe de ces mesures est de comparer les sections efficaces de diffusion mesurées aux valeurs calculées pour la somme des autres processus de diffusion élastique, soit l'effet Thomson et l'effet Rayleigh. Une différence significative dans les résultats montrerait alors l'existence d'un autre processus de diffusion élastique que l'on pourrait identifier à l'effet Delbruck.

Mesures. — La mesure de la section efficace de diffusion est assez difficile car l'intensité diffusée est faible et est accompagnée d'une intense diffusion inélastique qui, par suite de la résolution limitée du détecteur et des empilements, peut fausser les mesures.

Les mesures ont été faites avec les γ de 1,33 et 1,17 MeV du ^{60}Co sur le plomb et l'étain, avec les γ de 1,12 MeV du ^{65}Zn sur le plomb, et avec les γ de 2,62 MeV du Th C'' sur le plomb, l'étain et l'uranium. Les résultats sont portés sur les figures 1 à 4.

Calculs théoriques. — Si l'effet Thomson est bien connu et facilement calculable, il n'en est pas de même pour l'effet Rayleigh, dont il n'existait jusqu'à présent que des calculs approximatifs. Mais tout récemment, à Birmingham, Brown et Mayers [2] ont effectué des calculs tout à fait satisfaisants de cet effet.

Ces calculs ont été faits pour quelques valeurs de énergie jusqu'à 1,305 MeV, et une étude des résultats entre 0,65 et 1,305 MeV montre qu'il est possible de trouver une formule qui fournit avec précision les valeurs de la section efficace pour toutes les énergies de ce domaine ; on a ainsi des courbes théoriques correctes pour 1,12 et 1,33 MeV. Pour des énergies supérieures, aucun calcul n'a été fait, mais d'après Brown la formule précédente serait encore applicable. En suivant cette idée nous avons pu tracer une courbe pour 2,62 MeV, mais sa validité est moins assurée que celle des courbes précédentes.

Comparaison des résultats. — Elle est effectuée sur les figures 1 à 4.

a) Résultats à 1,12 et 1,33 MeV. — On voit sur les figures 1, 2, et 3 qu'aux erreurs d'expérience près, il y a accord satisfaisant entre les mesures et les calculs. On peut en conclure d'une part que la formule utilisée dans les calculs est bien correcte, et d'autre part que l'effet Delbruck, s'il existe à cette énergie, ne peut contribuer que de manière négligeable ou très faible à la diffusion.

b) Résultats à 2,62 MeV. — On voit sur la figure 4 qu'il y a ici un très net désaccord entre les deux courbes. Étant donné que l'on est dans ce cas moins assuré de la validité de la courbe théorique, il est plus difficile de donner une conclusion. Si la courbe est exacte, il y aurait là une contribution importante de l'effet Delbruck. Pour le vérifier, des calculs de l'effet Rayleigh et de l'effet Delbruck sont actuellement en cours.

c) Résultats à 1,17 MeV. — Pour cette énergie les résultats ont été obtenus de manière indirecte à cause de la raie de 1,33 MeV diffusée simultanément. On les trouve bien supérieurs à ceux que l'on devrait trouver d'après les résultats théoriques. Une interprétation possible est que l'excès serait dû

à la diffusion inélastique de la raie de 1,33 MeV, effet récemment calculé approximativement par Randles [3], et dont l'étude est actuellement poursuivie au laboratoire.

Les expériences effectuées montrent donc que si l'effet Delbruck est indiscernable dans les conditions actuelles pour des énergies de l'ordre de 1 MeV, il est possible qu'il ait une importance notable pour des énergies supérieures.

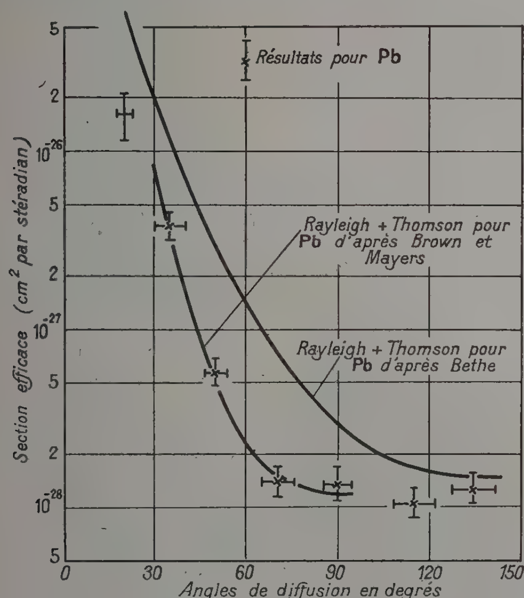


FIG. 1. — Sections efficaces de diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV dans Pb.

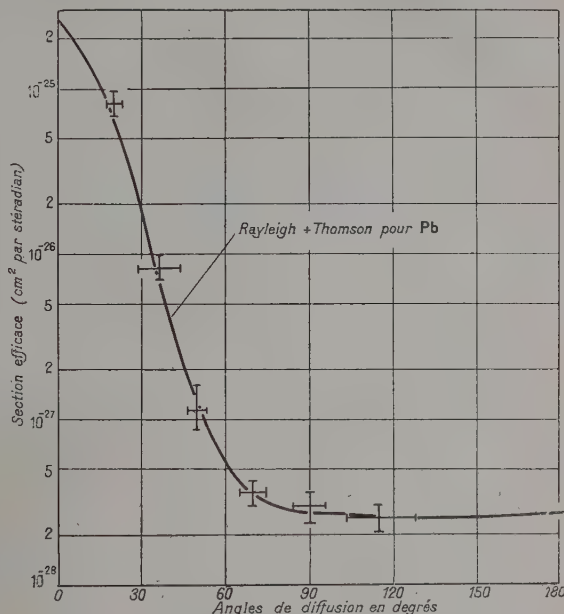


FIG. 3. — Sections efficaces de diffusion élastique des rayons γ de 1,12 MeV dans Pb.

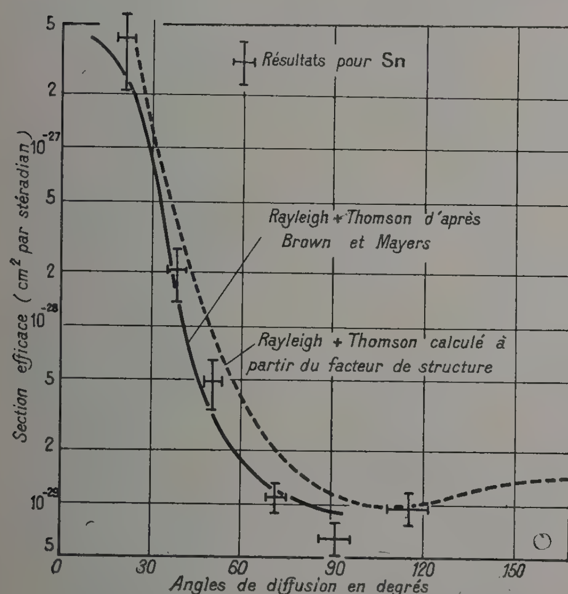


FIG. 2. — Sections efficaces de diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV dans Sn.

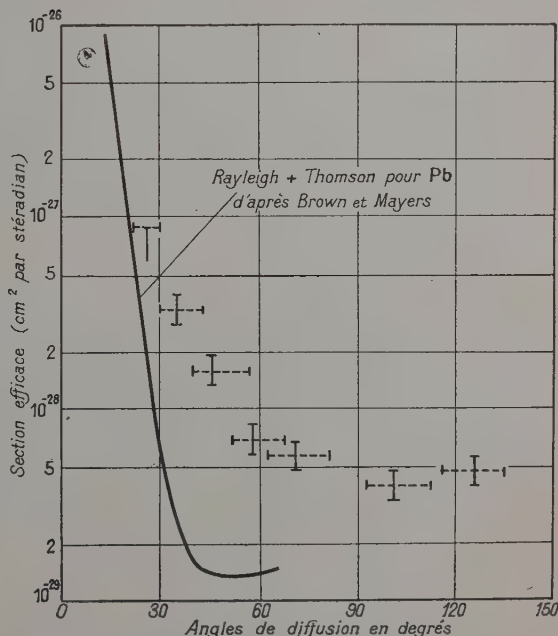


FIG. 4. — Sections efficaces de diffusion élastique des rayons γ de 2,62 MeV dans Pb.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Goldzahl (L.) et Eberhard (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 965. Eberhard (P.) et Goldzahl (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2304. Goldzahl (L.), Eberhard (P.), Hara (E.) et Mey (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 484. Eberhard (P.), Goldzahl (L.), Hara (E.) et Mey (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 573. Eberhard (P.), Goldzahl (L.), Hara (E.) et Alexandre (E.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 1862. Goldzahl (L.) et Eberhard (P.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 33. Hara (E.), Banaigs (J.) et Mey (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2155. Hara (E.), Banaigs (J.) et Alexandre (E.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 963.

[2] Brown (G. E.) et Mayers (D. F.), *Proc. Roy. Soc.*, 1957, **242**, 89.

[3] Randles, *Proc. Phys. Soc.*, 1957, **70**, 337.

EXTENSION DE LA NOTION DE « SECTION EFFICACE »

Par MICHEL BAYET,
Faculté des Sciences de Toulouse.

Résumé. — On indique comment on peut définir les « sections efficaces » : *a*) dans le cas d'un système de particules en équilibre thermodynamique ; *b*) dans le cas de forces à « grand » rayon d'action (interaction coulombienne) : application au « ralentissement » des particules atomiques ; *c*) dans les deux cas précédents simultanément ; application aux « plasmas ».

Abstract. — Definitions of effective cross-sections are given : *a*) in the case of a system of particles in thermodynamic equilibrium ; *b*) in the case of « long range » forces (Coulomb interaction) : application to the stopping power for heavy charged particles ; *c*) in the two preceding cases simultaneously : application to plasmas.

On rappelle tout d'abord [1] la définition habituelle des sections efficaces Q en Physique Corpusculaire, pour une interaction donnée entre deux particules A et B, définition qui implique d'une part que toutes les vitesses relatives des particules A par rapport aux particules B sont identiques en grandeur et direction, d'autre part que le « rayon d'action » des forces d'interaction est inférieur à la distance moyenne entre les particules ; dans la suite, on se bornera au cas des interactions purement élastiques.

On sait qu'alors le « flux » Γ du faisceau « incident » des particules A animées de la vitesse $\vec{v}$ est donné, en fonction de l'épaisseur dx d'une cible C renfermant N' particules B par unité de volume, ou du temps $dt = dx/v$ mis par une particule A pour traverser C, par l'expression :

$$\Gamma = \Gamma_0 \, e^{-N'Q dx} = \Gamma_0 \, e^{-\nu dt}, \quad \text{d'où :} \quad \frac{d\Gamma}{dt} = -\nu\Gamma,$$

si l'on pose : $\nu = N'Qv =$ « fréquence de collision A-B ».

On indique enfin qu'il est le plus souvent utile d'introduire, à côté de la section efficace d'interaction Q, la « section efficace pour le transfert des moments » $\overline{Q}$, et la « section efficace pour les transferts d'énergie » $\overline{\overline{Q}}$ [1], et l'on se propose de généraliser les définitions précédentes aux cas primitivement exclus.

a) Dans le cas où les particules A forment, non plus un faisceau monocinétique Γ, mais un « gaz » homogène caractérisé par une fonction de distribution des vitesses $f(\vec{v}, 0)$ au temps $t = 0$ où l'on abandonne le système à lui-même (pas de forces appliquées), cette fonction évoluera vers une fonction de distribution isotrope et maxwellienne à une température d'équilibre T [2]. Pour caractériser cette évolution, il est commode de décomposer f en « harmoniques sphériques » Y_l^m, c'est-à-dire d'écrire, en désignant par $f_{00}(v, t)$ la partie isotrope de $f(\vec{v}, t)$:

$$f(\vec{v}, t) = f_{00}(v, t) + \sum_{0 \leqslant |m| \leqslant l}\sum C_{lm}(v, t)\, Y_l^m$$

puis de faire apparaître, dans $f_{00}(v, t)$, sa composante maxwellienne à T°, soit $f_T(v)$:

$$f_{00}(v, t) = f_T(v) + \sum_j c_{j(t)}\, y_j.$$

L'évolution dans le temps des fonctions C_{lm} et C sera alors réglée par des équations du type :

$$\frac{\partial C_{lm}}{\partial t} = -\overline{\nu}_{lm}\, C_{lm} \, ; \qquad \frac{\partial c_j}{\partial t} = -\overline{\overline{\nu}}_j\, c_j.$$

Les quantités $\overline{\nu}_{lm}$ et $\overline{\overline{\nu}}_{lm}$, dont les « dimensions » sont celles de l'inverse du temps, seront appelées « fréquences de relaxation », pour les anisotropies l, m, et pour les termes amaxwelliens j respectivement. Si l'on désigne par N le nombre de particules A par unité de volume, on pourra poser :

$$\overline{\nu}_{lm} = NvQ_{lm} \, ; \qquad \overline{\overline{\nu}}_j = NvQ_j.$$

Les Q_{lm} et les Q_j seront les sections efficaces associées aux fréquences correspondantes.

Ces définitions peuvent s'étendre au cas de l'interaction d'un gaz A avec un gaz de particules B (d'où les sections efficaces des particules A et des particules B pour l'ensemble des particules A et B).

Dans le cas de l'interaction d'une particule B avec un gaz A, on peut montrer que l'on a, dans le système de référence lié à B :

$$\overline{Q}_{lm} \equiv \overline{Q}_l = 2\pi \int_0^{\infty} [1 - P_{l(\cos\alpha)}]\, b \, db \qquad (1)$$

P_l est le polynôme de Legendre d'ordre l, et α la déviation subie par une particule A dont le « paramètre d'impact » est b.

On peut en outre montrer [3] que, dans le cas où la force d'interaction AB n'est fonction que de la distance r de ces deux particules, et proportionnelle à r^{-s} ($s > 0$), les $\overline{Q}_l$ (et les $\overline{\nu}_l$) ne sont finies que pour $s > 2$; il en est de même des sections efficaces pour la relaxation des énergies dans un système « fixe » (laboratoire), car l'on peut montrer que l'on a, en ordre de grandeur :

$$\overline{\overline{Q}} \# \frac{2mM}{(m+M)^2} \overline{Q}$$

si l'on désigne par m et M les masses de A et de B

b) Nous caractériserons le « rayon d'action » de la force s'exerçant entre A et B, par la valeur de l'exposant s défini ci-dessus. La section efficace d'interaction Q n'est alors finie que si s est infini. Toutefois, ce qui importe, c'est que les sections efficaces de transfert des moments et de l'énergie, $\overline{Q}$ et $\overline{\overline{Q}}$, soient finies, ce qui a lieu, comme nous venons de l'indiquer, dès que l'on a $s > 2$.

Par contre, pour $s \leqslant 2$, ces sections efficaces sont infinies ; c'est dans ce cas que nous dirons que les forces d'interaction ont un « grand » rayon d'action, et nous nous proposons d'étudier le cas particulier limite de l'interaction coulombienne ($s = 2$).

Le fait que $\overline{Q}$ et $\overline{\overline{Q}}$ sont infinis est alors dû aux « chocs lointains » pour lesquels les échanges de moment et d'énergie sont très faibles, mais qui sont très nombreux. Mais il est possible, pour des raisons physiques, d'exclure les chocs trop « faibles ». C'est ainsi que l'hypothèse de Bohr revient à admettre que l'échange d'énergie ΔE dans un choc entre un électron de masse m et un noyau atomique A, de masse M, de charge Ze et de vitesse relative Y doit être supérieur à la quantité

$$\Delta E_m = m \left(\frac{Ze^2}{mv^2}\right)^2 \omega_1^2$$

ω_1 étant une « fréquence caractéristique » de l'atome A_1 auquel appartient l'électron considéré [4]. Toutefois le « pouvoir de ralentissement » que l'on obtient ainsi est moins bon que celui que fournit la « formule de Bethe ».

Mais l'on peut obtenir un meilleur résultat, coïncidant avec celui de Bethe pour les valeurs assez grandes de l'énergie de A, en postulant que l'énergie potentielle d'interaction maxima entre A et l'électron doit être supérieure à une « certaine énergie caractéristique » I'_1 de A_1 pour que le choc ait effectivement lieu. On voit alors facilement que le « rayon d'action maximum R, indépendant de l'énergie de A, a pour valeur : $R \# Ze^2/I'_1$, et que par suite on a :

$$Q = \pi R^2 = \pi \left(\frac{Ze^2}{I'_1}\right)^2 \# 0{,}25\ Z^2 \left(\frac{mc^2}{I'_1}\right)^2 \text{ barns.}$$

On peut alors calculer la section efficace pour le transfert d'énergie :

$$\overline{\overline{Q}} = 8\pi \frac{M}{m} \left(\frac{mV^2}{Ze^2}\right) \ln \left(1 + \frac{mV^2}{I_1}\right)$$
$$\# 2 \frac{m}{M} \left(\frac{Z}{\beta^2}\right)^2 \ln \frac{mc^2 \beta^2}{I_1} \text{ barns}$$

(on a posé : $V = \beta C$), et le « pouvoir de ralentissement » :

$$-\frac{dE}{dx} = nE\overline{\overline{Q}} = \frac{4\pi ne^2 Z^2}{mV^2} \ln \left(1 + \frac{mV^2}{I_1}\right)$$
$$\# \frac{25\ 10^{-20}\ nZ^2}{mV^2} \ln \frac{mV^2}{I'_1} \text{ MeV/cm}$$

(si mV^2 et I'_1 sont exprimés en eV)

$E = 1/2\ MV^2$ est l'énergie de la particule A, n le nombre d'électrons périphériques de l'élément ralentisseur par unité de volume.

On voit ainsi que l'énergie caractéristique I'_1 vaut la moitié de celle de Bethe ($I_1 = 2I'_1$), et l'on a indiqué, sur la figure ci-contre, la variation de $\overline{Q}$

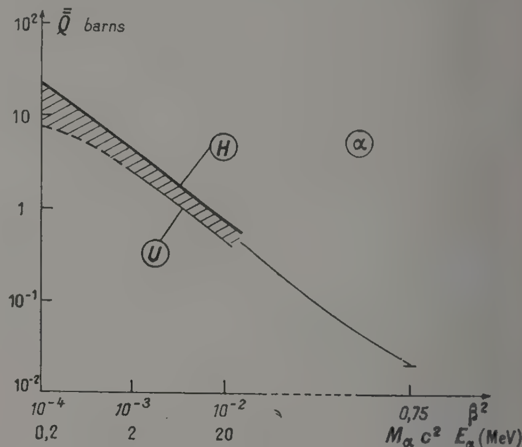


Fig. 1.

en fonction de l'énergie d'une particule α incidente, pour les matériaux ralentisseurs « extrêmes » : hydrogène (I'_1 # 10 eV) et uranium (I'_1 # 500 eV).

c) La limitation précédente du « rayon d'action » R, que l'on peut qualifier d'adiabatique devient toutefois beaucoup trop faible lorsque la particule A ralentit et se met en équilibre thermodynamique avec le milieu, les échanges d'énergie subis par A devenant insuffisants pour permettre l'ionisation du milieu.

On peut étudier ce cas en supposant que l'on a affaire à un milieu électriquement neutre en moyenne, ou plasma, en équilibre à la température T [5]. On peut alors calculer une valeur finie des sections efficaces $\overline{Q}$ et $\overline{\overline{Q}}$ en faisant intervenir la

notion d'écran de Debye : le potentiel d'interaction entre 2 particules chargées devient alors de la forme : $\Phi = \Phi_0 (r e^{r/D})^{-1}$ D étant une grandeur finie :

$$D = \left(\frac{kT}{8\pi ne^2}\right) \# 4,9 \left(\frac{T}{n}\right)^{1/2} \text{cm}$$

si n est la concentration des charges électriques de chaque signe (en cm^{-3}). Le tableau ci-dessous extrait d'un article plus détaillé [5], donne les valeurs de $\overline{Q}$ pour différentes valeurs de n et de T, calculées par approximation à partir de la formule (1) pour $l = 1$:

	T	$n = 3.10^4$	3.10^6	3.10^8	3.10^{10}	3.10^{12}	3.10^{14}	3.10^{16}	3.10^{18}
10^{-5} cm²	3 °K	1,6	0,8						
10^{-7} cm²	30 °K	2,8	2	1,2					
10^{-9} cm²	330 °K	4	3,2	2,4	1,6	0,8			
10^{-11} cm²	3 000 °K	5,2	4,4	3,6	2,8	2	1,2		
10^{-13} cm²	30 000 °K	6,4	5,6	4,8	4	3,2	2,4	1,6	0,8,

RÉFÉRENCES

[1] Bayet (M.), *Age Nucléaire*, février 1958.
[2] Bayet (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1708 et 2493.
[3] Bayet (M.), Physique électronique des gaz et des solides, Appendice II (Masson, 1958). Bayet (M.) Delcroix (J. L.) et Denisse (J. F.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 923.
[4] Bayet (M.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 361.
[5] Bayet (M.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 380.

REVUE DES LIVRES

Lang (R.), **Notes de laboratoire et d'atelier. (Laboratory and Workshop Notes) 1953-1955.** 1 vol., 14 × 22 cm, 248 pages, Edward Arnold, Londres, 1957, 30 $.

C'est le quatrième volume de la série bien connue. Il contient 122 notes extraites du *Journal of scientific Instruments* britannique et classées en 7 sections : Graphiques et enregistrements. Modèles et dispositifs mécaniques. Procédés et outils de laboratoire et d'atelier. Dispositifs et techniques optiques et thermiques. Dispositifs pour les liquides et les gaz. Dispositifs et techniques du vide et des hautes pressions. Dispositifs et techniques électriques.

Il est impossible de donner même seulement les titres de toutes ces notes : cela va d'un procédé optique pour transformer en coordonnées cartésiennes les enregistrments où le levier inscripteur tournant donne des ordonnées en arc de cercle, à la recette d'un liquide pour nettoyer les contacts électriques, et cela intéressera tous les physiciens de laboratoire.

J. L.

Rose (A. J.), **Radiocristallisation : tables et abaques.** (1 vol., 238 pages, 5 figures, 210 × 270 cm, C. N. R. S., Paris, 1957, 1 500 F.)

Dans ce manuel, l'auteur a groupé, sous forme de tables et d'abaques, quelques données dont le technicien a fréquemment besoin en radiocristallographie.

La principale table permet le dépouillement rapide des *diagrammes de poudre* et de *cristal tournant*. Elle donne directement en angströms pour des chambres de 180, 240, 360, 480 mm de circonférence et pour six longueurs d'onde (Mo, Cu, Co, Ni, Fe, Cr) : *a*) La valeur de l'intervalle réticulaire d_{hkl} à partir de la distance entre deux raies (méthodes Debye et Scherrer et Seeman Bohlin, par transmission et réflexion). *b*) La valeur de la période de la rangée cristalline a_{uvw} à partir de la distance entre deux strates symétriques (méthode du cristal tournant) ou de l'ouverture des cones de diffraction (méthode de Mauguin : film plan perpendiculaire à l'axe de rotation).

Ces données ont pu être groupées grâce à l'analogie entre les deux relations :

$$d_{hkl} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad \frac{a_{uvw}}{2} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}.$$

Les calculs ont été effectués pour toutes les valeurs de θ et φ en centièmes de degrés de 0 à 89°99.

La table II donne, d'une part, les coefficients massiques d'absorption μ/ρ des éléments en fonction des principales longueurs d'onde, d'autre part les valeurs de e^{-x}. Elles permettent le calcul de l'absorption d'un faisceau de rayons X par une substance et, en particulier, le calcul de l'épaisseur optimum des plaquettes de poudre utilisées dans la méthode de Guinier (Seeman-Bohlin par transmission).

Les abaques donnent directement pour différentes longueurs d'onde, la valeur des distances focales des monochromateurs à lame de quartz courbée (Johann et Johannson) en fonction du rayon de courbure des plans réticulaires, et de l'angle de taille de la lame.

Ils permettent de trouver rapidement les caractéristiques d'un monochromateur dont on a besoin.

Cet ouvrage est publié avec le concours du C. N. R. S. et de la Cie Électro-Comptable I. B. M. France. Les feuilles de calculs sortant des machines ont été habillées et reproduites photographiquement dans le rapport 2/1.

L'utilisation de chacune des tables et des abaques est expliquée clairement avec des exemples, en quelques pages, au début du volume. Ce manuel, dont la présentation est soignée, rendra service à tous ceux qui ont à dépouiller les diagrammes des méthodes classiques en radiocristallographie.

C. Kurylenko.

PARCOURS DES ALPHA DE 4,5 MeV DANS L'URANIUM, L'OR, LE ZIRCONIUM ET LE SILICIUM.

Par Mmes A. GARIN et H. FARAGGI,
Section des Réactions Nucléaires à Moyenne Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — En utilisant des alliages de concentrations connues en U il est possible de mesurer le parcours des α de 4,5 MeV dans différents éléments ; nous obtenons :

Si — 5,2 ± 0,1 mg/cm² Zr — 11 ± 0,35 mg/cm²
Au — 17 ± 0,6 mg/cm² U — 19,2 ± 0,4 mg/cm².

Aux erreurs expérimentales près, la règle d'additivité des pouvoirs d'arrêt et la règle empirique de Bragg-Kleemann sont vérifiées.

Abstract. — Using uranium alloys of known concentration in uranium it is possible to measure the range of 4,5 MeV α particles in different elements. We find

Si	Zr	Au	U
5,2 ± 0,1	11 ± 0,35	17 ± 0,6	19,2 ± 0,4
mg/cm²	mg/cm²	mg/cm²	mg/cm²

Comparison is made with previous values. It is shown that, within experimental errors, the additivity rule and the Bragg-Kleemann rule seem to be verified quite well.

Introduction. — Il y a relativement peu de données valables concernant les parcours de particules α de faible énergie dans les éléments moyens ou lourds et les résultats ne sont pas toujours concordants [1, 2, 3, 4].

Il nous est apparu qu'il était possible d'obtenir des valeurs expérimentales pour les parcours de particules α de 4,5 MeV dans différents éléments, en mesurant l'émission α d'alliages d'uranium de différentes concentrations. Nous avons pu disposer d'une série d'alliages uranium-or, uranium-zirconium et uranium-silicium fournis par le Département de Métallurgie et Chimie Appliquée, ce qui nous a permis de déterminer les parcours α dans l'uranium, l'or, le zirconium et le silicium.

Principe de la méthode. — On sait que l'émission α d'une couche épaisse est donnée par la relation

$$N = \frac{N_0}{4} R = \frac{\mathcal{N}}{8AT} Rd \qquad (1)$$

N est le nombre de traces émises par cm² et par seconde de la couche épaisse utilisée ; N_0 le nombre d'α émis par cm³ et par seconde dans cette couche ; $\mathcal{N}$ le nombre d'Avogadro ; A la masse atomique de l'émetteur α considéré ; T la période de désintégration en seconde ; R parcours en cm ; d la densité en g/cm³ ; Rd le parcours massique des α dans l'échantillon étudié en g/cm².

Si l'on admet que les pouvoirs d'arrêt des constituants de l'échantillon sont additifs, on peut voir que le parcours massique des α dans un alliage est lié aux parcours massiques dans chacun des constituants par la relation :

$$\frac{1}{Rd} = \frac{1}{R_1 d_1} C + \frac{1}{R_2 d_2} (1 - C) \qquad (2)$$

où C est la concentration en émetteur α ; $R_1 d_1$ le parcours massique des α dans cet émetteur ; $R_2 d_2$ le parcours massique des α dans l'élément associé à cet émetteur.

Si nous étudions plusieurs mélanges homogènes de concentrations différentes en émetteurs α et si nous mesurons expérimentalement le parcours des α dans chacun de ces alliages la droite $1/Rd = f(C)$ extrapolée à $C = 1$ et $C = 0$ donnera les valeurs $R_1 d_1$ et $R_2 d_2$; nous disposerons ainsi d'une vérification possible de la règle d'additivité.

Mesure du parcours. — Pour déterminer le parcours massique à l'aide de la formule (1) il est possible de mesurer l'émission α d'une couche épaisse, par autoradiographie.

En principe il suffit de compter toutes les particules α sortant d'une surface connue de l'échantillon pendant un temps donné. Pratiquement, dans les émulsions photographiques nous ne pouvons compter d'une manière précise que les particules dont les trajectoires sont supérieures à un certain parcours. Par ailleurs il est plus rapide de ne tenir compte que des projections de ces particules. Dans ces conditions le calcul montre que la formule (1) devient :

$$N\rho = \frac{\mathcal{N} d}{8AT} R \left(1 - \frac{K\rho}{R}\right) \qquad (3)$$

où N_ρ est le nombre d'α émis par cm² et seconde dont le parcours projeté dans l'émulsion est supérieur à ρ et K le rapport parcours dans le solide/parcours dans l'émulsion, c'est-à-dire le pouvoir d'arrêt relatif du solide et de l'émulsion. Si K est constant, $\sqrt{N\rho}$ est une fonction linéaire de ρ ; par suite, en comptant les traces de projection supé-

rieure à ρ, pour différentes valeurs de ρ et en traçant la droite $\sqrt{N\rho} = f(\rho)$ l'extrapolation pour $\rho = 0$ donnera la valeur Rd.

Cas de l'uranium. — L'émetteur α employé est l'uranium métal utilisé soit pur, soit allié à d'autres métaux dans diverses proportions. Il faut tenir compte du fait que l'uranium émet deux α dont les parcours dans l'émulsion sont respectivement $R_1 = 16\ \mu$ et $R_2 = 18\ \mu$; la formule (3) devient alors :

$$N\rho = \frac{\mathcal{N}d}{8AT}\left[R_1\left(1 - \frac{K\rho}{R_1}\right)^2 + R_2\left(1 - \frac{K\rho}{R_2}\right)^2\right] \quad (4)$$

en fait $R_1 \# R_2$ et la formule (4) ne diffère de la formule (5)

$$N\rho = \frac{\mathcal{N}d}{4AT} R\left(1 - \frac{K\rho}{R}\right)^2 \quad (5)$$

où $$R = \frac{R_1 + R_2}{2} = \sqrt{R_1 R_2}$$

que pour les valeurs de $\rho > 0{,}75\ R_1/K$ et revient à mesurer le parcours d'α de 4,5 MeV.

En résumé la méthode proposée est valable à condition : 1) que les pouvoirs d'arrêt soient additifs ; 2) que le pouvoir d'arrêt relatif émulsion-échantillon ne varie pas avec l'énergie ; 3) que dans le cas de l'uranium, les deux parcours puissent être assimilés à 1 parcours unique égal au parcours moyen.

Nous verrons que les résultats expérimentaux obtenus justifient les approximations utilisées.

Résultats expérimentaux. — I. Uranium pur. — Une première expérience a porté sur l'uranium pur, de manière à apprécier la validité de la formule 5 et la précision que l'on peut espérer d'une mesure de parcours utilisant la méthode proposée.

Les mesures de parcours projetés émis par un échantillon d'uranium naturel ont été faites par différents observateurs dans des conditions d'expériences différentes ; les courbes $\sqrt{N\rho} = f(C)$ obtenues sont représentées figure 1(b) ; la courbe de la figure 1(a) donne les répartitions théoriques de la distribution $\sqrt{N\rho}$ obtenue à l'aide des formules (4), (5) ; l'écart entre la droite (5) et la courbe (4) est appréciable sur la courbe expérimentale.

La méthode utilisée permet donc la détermination expérimentale du parcours de particules α de 4,5 MeV dans un échantillon épais avec une précision de l'ordre de quelques %.

II. Alliages. — Le Département de Métallurgie et Chimie Appliquée a pu nous fournir des alliages homogénéisés par recuit sous vide de concentrations en uranium connues. Nous avons mesuré 5 alliages U-Zr, 3 U-Si et 2 U-Au.

La figure 2 donne, pour chaque type d'alliage, les variations de l'inverse du parcours massique avec la teneur en uranium. On peut constater que, pour chaque élément, la courbe représentative est bien une droite, ce qui confirme la règle d'additivité dans la limite des erreurs expérimentales.

L'extrapolation des droites ainsi obtenues permet

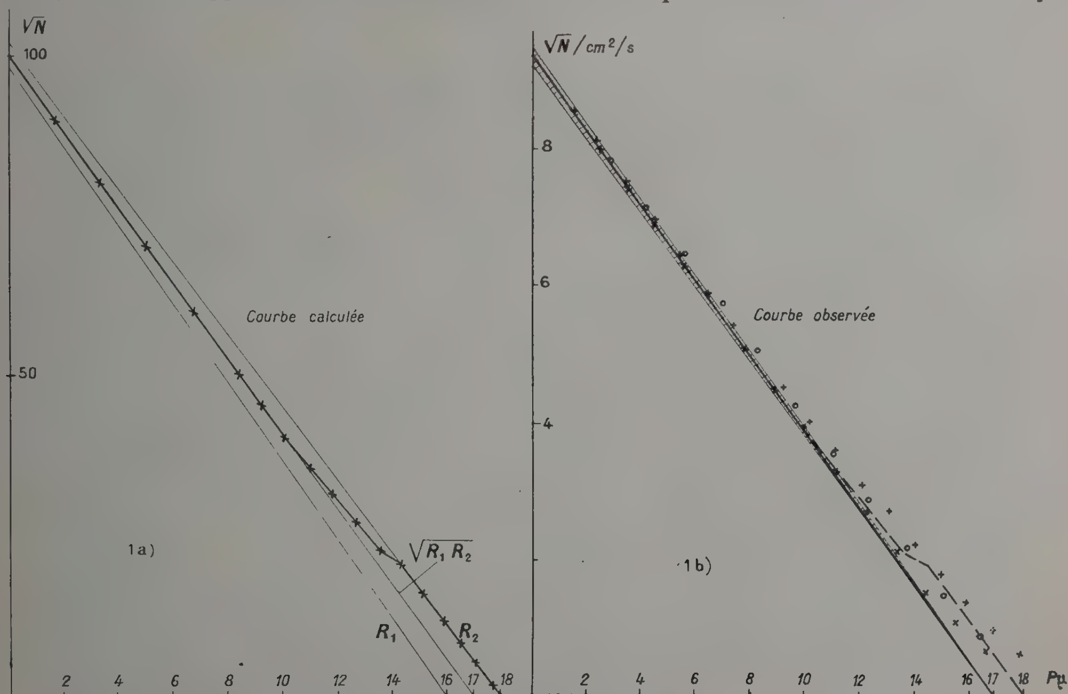


Fig. 1. — Distribution des parcours projetés dans le cas de l'U pur.

de déterminer pour les parcours de particules α de 4,5 MeV les valeurs suivantes :

Silicium	*Zirconium*
5,2 ± 0,1 mg/cm²	11 ± 0,3 mg/cm²
Or	*Uranium*
17 ± 0,6 mg/cm²	19,2 ± 0,4 mg/cm²

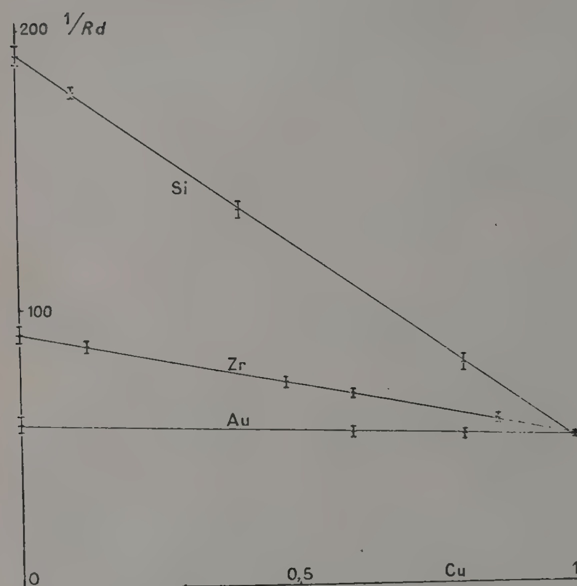


FIG. 2. — Variation du parcours en fonction de la concentration des alliages en uranium.

ÉLÉMENTS	*Rd*/mg/cm²
Uranium	19,2 ± 0,4
Or	17 ± 0,6
Zirconium.....	11 ± 0,35
Silicium	5,2 ± 0,1

Discussion. — La règle empirique de Bragg-Kleemann prévoit que les parcours massiques sont proportionnels à $\sqrt{A}$. Pour les éléments étudiés, cette règle est assez bien vérifiée.

Par ailleurs, les valeurs des pouvoirs d'arrêt atomiques et des pouvoirs d'arrêt par électron que l'on peut déduire des parcours mesurés ici sont en accord raisonnable avec ceux qu'on peut obtenir en intégrant les courbes de pouvoir de ralentissement correspondantes (tableau I). Par contre, les pouvoirs d'arrêt relatifs par rapport à l'air et à l'aluminium sont notablement plus faibles que ceux rencontrés dans la littérature.

La méthode que nous avons utilisée permet de tenir compte sans ambiguïté des particules α d'énergie inférieure au seuil de détection. Nous croyons avoir effectué la première mesure expérimentale de parcours dans l'uranium qui ne pouvait être extrapolé sans difficulté à partir des données de la littérature, compte tenu de la divergence des résultats antérieurs.

Conclusion. — Nous avons proposé une méthode valable de détermination du parcours de particules α de faible énergie dans les solides et l'avons appliquée à l'uranium, à l'or, au zirconium et au silicium. Cette méthode est également applicable aux mesures de parcours des fragments de fission, et les mesures correspondantes seront publiées prochainement.

En outre, dans la limite des erreurs expérimentales, nous avons confirmé la validité de la règle d'additivité des pouvoirs d'arrêt et de la règle de Bragg-Kleemann.

TABLEAU I

ÉLÉMENT	PARCOURS (MG/CM²)	POUVOIRS D'ARRÊT		
		PAR ÉLECTRON MeV.CM²	PAR RAPPORT A L'AIR	MASSIQUE PAR RAPPORT A Al
Si	5,2	$2,9 \cdot 10^{-21}$	1,45	1
Zr	11	$1,54 \cdot 10^{-21}$	2,2	0,47
Au	17	$1,1 \cdot 10^{-21}$	3,1	0,31
U	19,2	$1,0 \cdot 10^{-21}$	3,15	0,27

BIBLIOGRAPHIE

[1] ROSENBLUM, *Ann. Physique*, 1928, **10**, 408.
[2] WILCOX, *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1743.
[3] SEGRE et al., *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 808.
[4] GOBELI, *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 275.

SÉLECTEUR MÉCANIQUE POUR ÉLIMINER LA CONTAMINATION DUE AUX DIFFRACTIONS D'ORDRE SUPÉRIEUR, AU SPECTROMÈTRE A CRISTAL.

Par P. HUBERT, R. JOLY et C. SIGNARBIEUX,
Service de Neutronique Expérimentale, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous avons calculé et réalisé un sélecteur mécanique destiné à éliminer les neutrons pouvant subir les réflexions de Bragg d'ordre supérieur à 1. Cet appareil a permis des mesures de sections efficaces totales du Néodyme, Iridium et Thorium dans le domaine des basses énergies.

Abstract. — A mechanical velocity selector has been calculated and constructed to be used in connection with a neutron crystal spectrometer, to remove the higher order coherently scattered neutrons. Total cross sections of Neodymium, Iridium and Thorium have been measured with this equipment.

Introduction. — Pour étendre le domaine d'utilisation du spectromètre à cristal en dessous du maximum de la distribution maxwellienne de vitesse (neutrons de pile), nous avons réalisé un sélecteur mécanique de vitesses destiné à éliminer les neutrons pouvant subir les réflexions de Bragg d'ordre supérieur à 1. Les conditions d'utilisation de cet appareil en ont déterminé les caractéristiques :

1° Sa limite supérieure d'utilisation correspond à des neutrons d'énergie 0,03 eV : ce qui permet le choix du cadmium comme matériau opaque aux neutrons. 2° Lorsqu'on travaille à l'énergie E_n, il est seulement nécessaire d'arrêter les neutrons d'énergie $\geqslant 4E_n$, si bien que sa résolution pourra être pauvre. 3° Sa luminosité doit être rendue aussi grande que possible puisque la luminosité de l'ensemble (sélecteur + spectromètre) est le produit des luminosités de chaque instrument.

La solution choisie utilise des disques de cadmium comprenant des fentes radiales, montés sur un même axe de rotation.

Calcul et description du sélecteur (*fig.* 1). — Nous fixons *a priori* la distance entre les deux disques extrêmes ($l = 100$ cm), le diamètre des disques ($2R = 60$ cm) et la vitesse de rotation maximum (3 000 t/m) pour des raisons d'encombrement et de résistance des matériaux. Nous supposerons que les disques sont identiques (résultat

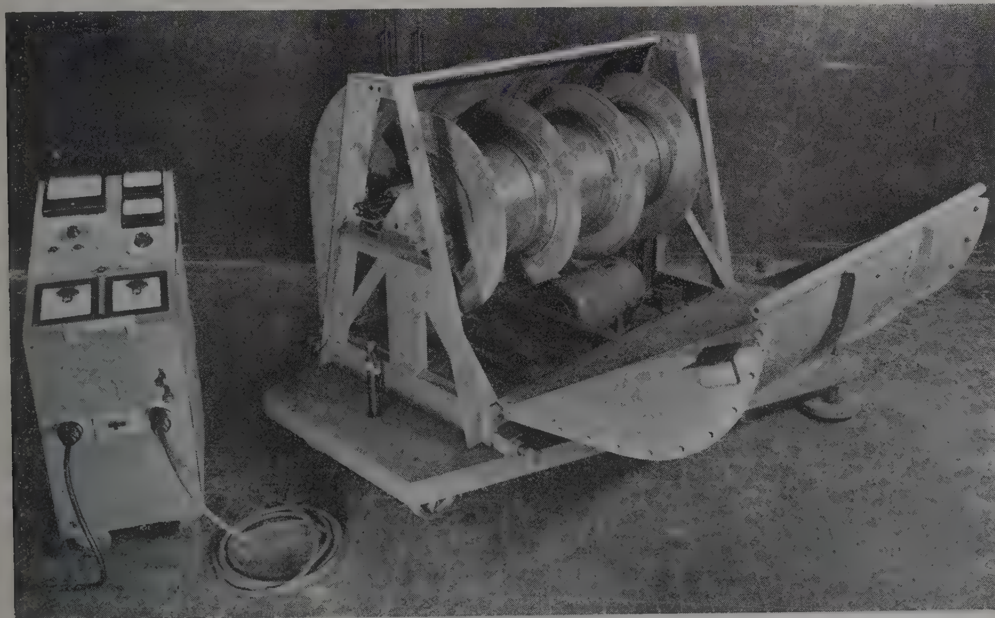


Fig. 1.

d'une étude du sélecteur à 2 disques) et que le décalage angulaire entre 2 disques consécutifs est constant.

En tenant compte de la divergence angulaire du faisceau de neutrons, la condition de luminosité maximum pour des neutrons de vitesse v_0 et la condition d'élimination des neutrons de vitesses $\geqslant 2\ v_0$ nous fournissent par des considérations géométriques simples le moyen de déterminer au mieux les différents paramètres du sélecteur.

Nous avons pu ainsi limiter à 4 le nombre des disques et déterminer la largeur des fentes (2°22′), l'écart angulaire de 2 fentes consécutives (5°27′, soit 66 fentes par disque) et le décalage angulaire entre 2 disques. Ces paramètres ont été calculés pour une divergence angulaire horizontale du

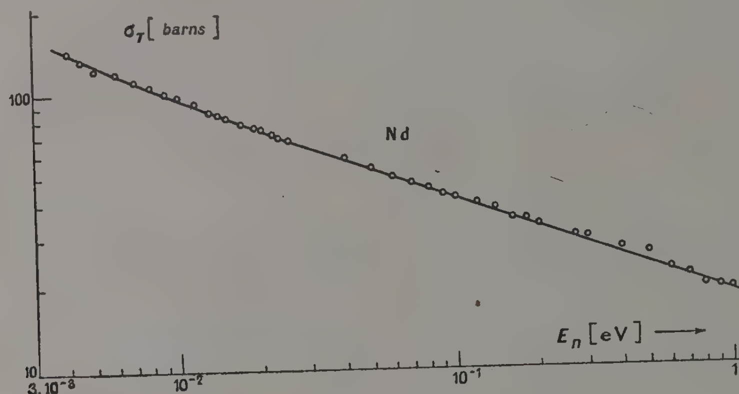


Fig. 2.

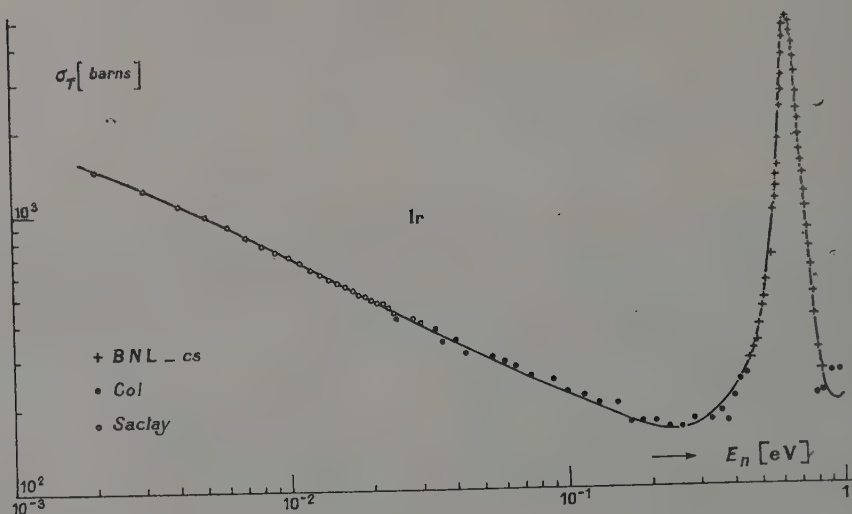


Fig. 3.

faisceau de 1/250 radian (collimateur rectangulaire de largeur 1 cm et de longueur 250 cm) et une vitesse de rotation maximum du sélecteur de 2 800 t/m (correspondant à une énergie de neutrons de 0,03 eV). La luminosité de l'appareil est alors 46 %. Chaque disque est constitué par 2 plaques rivées de 2 mm d'épaisseur en duralumin entre lesquelles sont insérés et collés à l'araldite les secteurs de Cadmium de 0,7 mm d'épaisseur.

Mesures de sections efficaces totales avec l'appareillage (sélecteur + spectromètre). — Comme exemple d'utilisation de cet appareillage, nous avons mesuré dans le domaine des basses énergies (< 0,025 eV) les sections efficaces totales du Néodyme et de l'Iridium, pour essayer d'identifier la résonance négative et voisine de zéro qui existe pour l'un au moins des isotopes de ces deux éléments. Nous avons mesuré également la section efficace totale du Thorium en dessous de la coupure de Bragg pour en déduire sa section efficace de capture.

Résultats. — 1° Néodyme. — La courbe de section efficace totale est représentée sur la figure 2. En admettant que seul l'isotope ^{143}Nd présente une résonance négative voisine de zéro, nous avons pu déterminer les paramètres de cette résonance en cherchant à représenter les résultats expérimentaux, corrigés de la contribution des autres isotopes du Nd [1], [2], par une formule de B. W. à un niveau :

$$\sigma = \frac{\sigma_0 \Gamma^2}{4 E_0^{3/2} E^{1/2}} \left(1 + \frac{E}{E_0}\right)^{-2}$$

avec $E_0 = -(1,5 \pm 0,5)$ eV

$$\sigma_0 \Gamma^2 = 415 \text{ b.eV}^2.$$

2° Iridium. — La courbe de section efficace totale est représentée sur la figure 3. Dans ce cas la résonance négative est trop éloignée de zéro et les sections efficaces de capture isotopiques ne sont pas connues avec assez de précision pour permettre l'analyse des résultats expérimentaux.

3° Thorium. — On peut présenter les résultats obtenus entre 0,001 eV et 0,0022 eV sous la forme $\sigma_T = (1,230 \pm 0,025)/\sqrt{E}$. En soustrayant la section efficace de diffusion inélastique (seul terme de diffusion qui intervient dans ce cas), nous obtenons σ_C(2 200 m/s) = 7,60 ± 0,16barns, résultat à comparer avec celui obtenu par une autre méthode [3].

RÉFÉRENCES

[1] BNL 325.
[2] BNL 325 supplément n° 1.
[3] Small, *J. Nuc. Energy*, vol. 1, n° 4, 319.

SÉLECTEUR MÉCANIQUE DE NEUTRONS LENTS

Par B. JACROT et G. GOBERT,

Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — On décrit un sélecteur mécanique de neutrons lents qui utilise la sélection par temps-de-vol entre deux roues.

Abstract. — A mechanical selector of slow neutrons is described. It uses selection by time-of-flight between two wheels.

Un sélecteur mécanique de neutrons a été construit à Saclay pour être utilisé dans le domaine d'énergie de 10^{-2} à 10^{-4} eV. Conçu pratiquement pour des expériences de diffusion inélastique de neutrons froids, il peut aussi être utilisé pour des mesures de sections efficaces dans le domaine de basse énergie.

Ce sélecteur est composé de deux roues de 1 mètre de diamètre, tournant autour d'un axe horizontal et situées à 1 mètre de distance. Ces roues portent des couronnes de cadmium percées chacune de 8 fentes radiales de 15 × 50 mm. Les fentes de la deuxième roue sont déphasées angulairement par rapport à celles de la première. Ce déphasage est stabilisé et réglable en marche. La sélection des neutrons est assurée par le temps de vol entre le passage des fentes de chaque roue devant le faisceau.

Les performances maximum de l'appareil sont : largeur de raie de 0,2 Å pour un faisceau parallèle et une vitesse de rotation de 6 000 tours/min. La durée de l'impulsion est alors de 50 μs (largeur à mi-hauteur). Un dispositif optique permet de déterminer l'instant d'émission du paquet de neutrons et donc d'associer le système à une mesure de temps-de-vol.

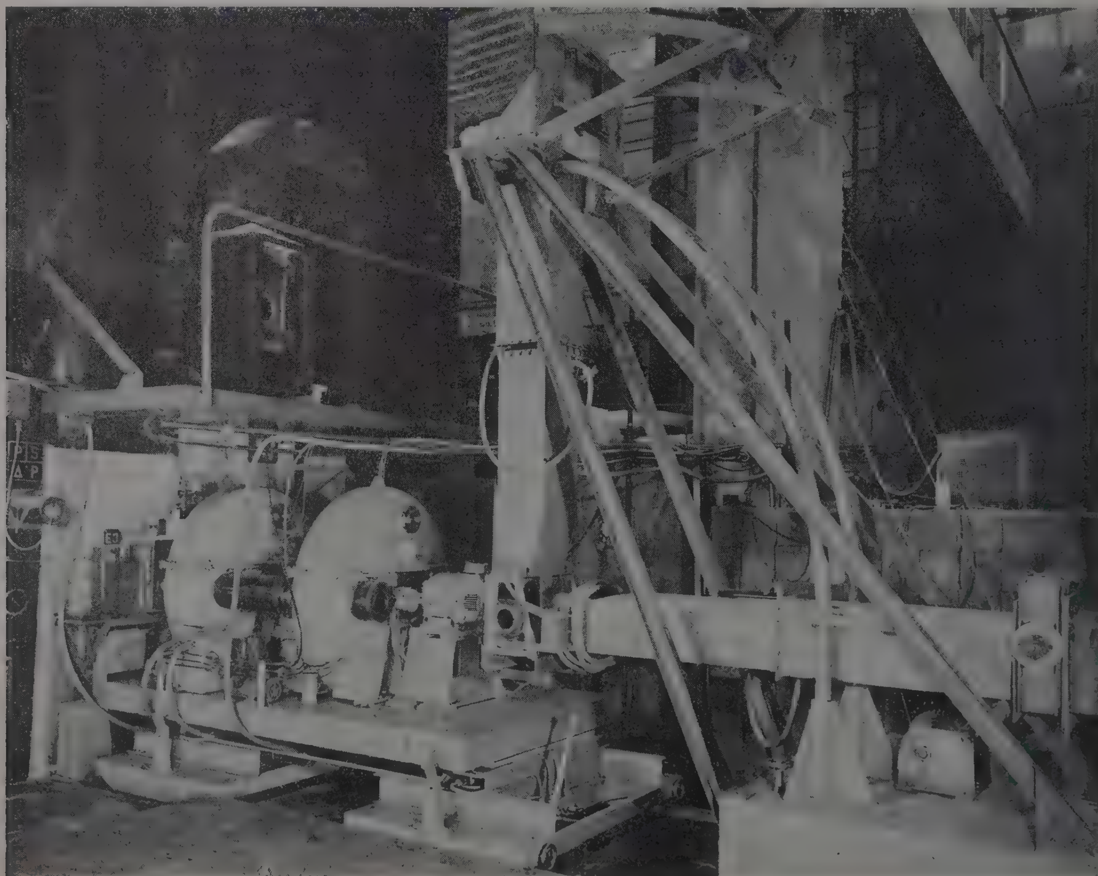


Fig. 1.

SUR LA MÉTHODE DES COINCIDENCES DIFFÉRÉES. VIE MOYENNE DU PREMIER NIVEAU EXCITÉ DU ^{10}B

Par S. GORODETZKY et A. KNIPPER,
Institut de Recherches nucléaires, Strasbourg.

Résumé. — La méthode des coïncidences différées est exposée et le circuit de coïncidences rapides est brièvement décrit. La période du premier niveau excité du ^{10}B, $T_{1/2} = (8 \pm 2).10^{-10}$ s. a été mesurée.

Abstract. — The comparison method in delayed coincidence experiments is discussed and the fast coincidence circuit is described. The half-life $T_{1/2} = (8 \pm 2).10^{-10}$ s has been determined for the first excited state of ^{10}B.

1. **Introduction.** — Thirion et Telegdi [1] ont déterminé la vie moyenne du premier niveau excité du ^{10}B par la méthode des noyaux de recul. Ils ont trouvé $\tau = (7 \pm 2).10^{-10}$ s. Cet important résultat nous a incité à reprendre la mesure par la méthode des coïncidences différées.

2. **Méthode des coïncidences retardées.** — La forme des courbes de résolution en coïncidences différées (nombre de coïncidences en fonction du délai x artificiellement introduit pour la mesure) dépend des retards entre les radiations détectées et des fluctuations du temps de réponse des compteurs. Pour les compteurs à scintillation, ces fluctuations ne dépendent que de l'amplitude des signaux mis en coïncidence (cf. par exemple la référence [4]) et il est possible de les éliminer dans une méthode de comparaison. Si $F(x)$ représente la courbe de résolution de l'événement retardé et $P(x)$ celle de l'événement prompt, on aura :

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) . P(x - t) . \mathrm{d}t$$

où $f(t)\,\mathrm{d}t$ représente la probabilité pour que l'une des radiations de l'événement retardé soit émise entre les temps t et $t + \mathrm{d}t$ après l'autre radiation. La mesure de $F(x)$ et de $P(x)$ suffit pour déterminer la fonction de retard $f(t)$.

Un cas particulier important est celui où le retard entre les deux radiations détectées est dû à la *vie moyenne* τ d'un niveau nucléaire. Si la radiation-mère (ou la radiation-fille) n'est détectée que dans l'un des compteurs, la fonction de retard a la forme

$$f(t) = 0 \text{ pour } t \text{ négatif}$$
$$f(t) = (1/\tau) . \exp(-t/\tau) \text{ pour } t > 0.$$

Newton [2] a énoncé quelques propriétés simples de la courbe $F(x)$ dans ce cas ; en particulier, aux grands délais, $F(x)$ tend vers zéro comme $\exp(-t/\tau)$. D'après un théorème de Bay [3], les abscisses des centres de gravité de $F(x)$ et $P(x)$ diffèrent de τ. La figure 1 montre une courbe prompte expérimentale mesurée avec une source de ^{60}Co, et une courbe retardée $F(x)$ calculée à partir de $P(x)$ en se donnant *a priori*

$$\tau = 1{,}07.10^{-9} \text{ s.}$$

Un type différent d'événement retardé est obtenu si le *temps de vol* de l'une des radiations

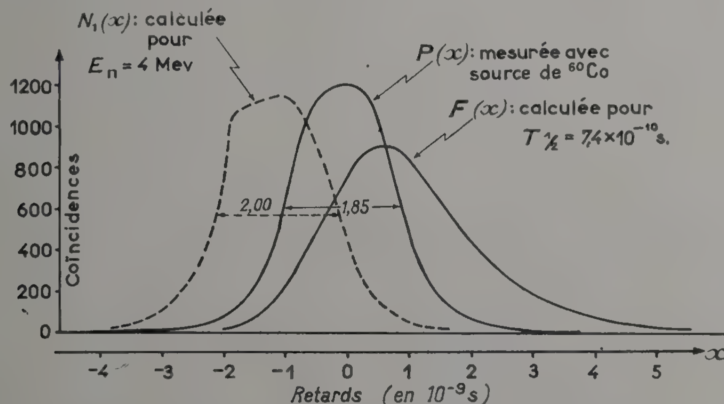


Fig. 1. — Courbes de résolution promptes et retardées.

détectées n'est pas négligeable. Les coïncidences entre neutrons et rayons γ, dans l'expérience décrite ci-dessous, en sont un exemple. La fonction de retard $f(t)$ doit être évaluée avec la géométrie utilisée (cristaux de $25,4 \times 25,4$ mm, à 2,0 cm de la cible ponctuelle), en calculant la probabilité de détection à une distance r de la cible. La courbe $N(x)$ de la figure 1 montre une courbe de résolution calculée à partir de la courbe prompte $P(x)$, lorsque des neutrons de 4,0 MeV (détectés dans le compteur de la radiation-mère) sont émis en même temps que des rayons γ (détectés dans l'autre compteur). Les courbes $N(x)$ et $P(x)$ vérifient le théorème des centres de gravité de Bay, énoncé sous une forme plus générale.

3. **Appareillage.** — Le circuit de coïncidences rapides, ayant un temps de résolution de 10^{-9} s, est inspiré du schéma publié par Bell, Graham et Petch [4]. Chaque compteur comprend un cristal de stilbène, un photomultiplicateur R. C. A. 1 P 21 et une limiteuse (lampe 6AK5). Les impulsions des deux compteurs sont additionnées, après avoir été mises en forme, et les coïncidences sont détectées par une diode au germanium.

Pour la mesure des courbes de résolution en coïncidences différées, nous avons construit une ligne à retard à variation continue. Il s'agit d'une ligne coaxiale à air, ayant une longueur électrique de 10^{-8} s.

D'autre part, des circuits linéaires étaient montés en parallèle avec les circuits rapides, afin de pouvoir sélectionner l'amplitude des signaux mis en coïncidence. Ceci est particulièrement important pour pouvoir égaliser les fluctuations de temps de réponse des compteurs dans les mesures de comparaison.

4. **Période du premier niveau excité du ^{10}B.** — La réaction ^{9}Be(dn)^{10}B a été utilisée, à une énergie de bombardement de 0,94 MeV. Dans ces conditions, huit rayons γ et cinq groupes de neutrons de cette réaction sont émis [4]. Les sélections d'énergie dans les deux compteurs ont été choisies de manière à compter surtout les rayons γ d'énergie 1,43 et 1,02 MeV d'une part, et 0,72 MeV d'autre part. Une source de ^{60}Co pouvait ainsi être utilisée pour la comparaison. La radiation-fille (0,72 MeV) n'était pratiquement pas détectée dans l'un des compteurs.

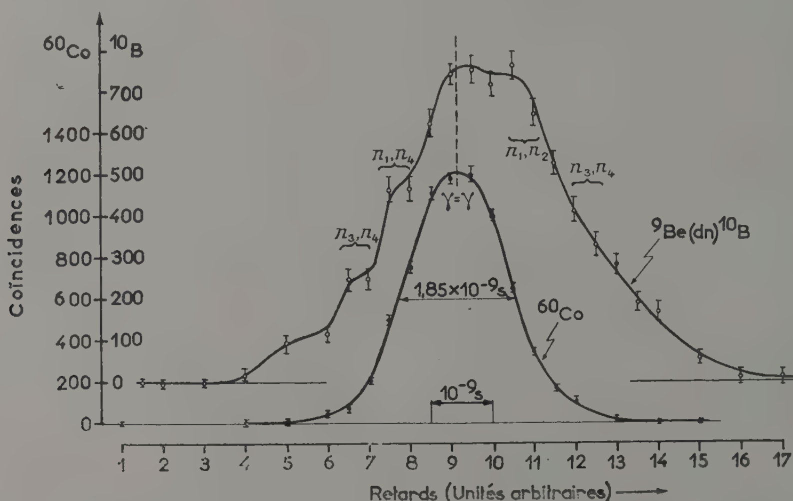


Fig. 2. — Courbes de résolution en coïncidences différées. (Avec sélection d'amplitude.)

La figure 2 montre les courbes de coïncidences différées obtenues avec la réaction nucléaire, et avec la source de ^{60}Co. Les irrégularités de la courbe se rapportant à la réaction nucléaire semblent bien expliquées par la détection retardée des groupes de neutrons.

Une interprétation quantitative de la courbe expérimentale a été cherchée en calculant les probabilités relatives de détection des divers types de coïncidences que l'on peut prévoir en considérant le schéma de désintégration [5]. Le théorème de Bay a été appliqué à l'ensemble des coïncidences, et conduit à une équation linéaire en τ. L'erreur probable a été évaluée en tenant compte du fait que les intensités relatives (assez mal connues) des divers rayonnements ont dû être utilisées. Nous trouvons ainsi

$$T_{1/2} = (8 \pm 2) . 10^{-10} \text{ s.}$$

Cette valeur est en accord avec le résultat de

Thirion et Telegdi [1], et deux autres déterminations faites plus récemment :

$$T_{1/2} = (5,9 \pm 1,4).10^{-10}\ \text{s [6]}$$

et $T_{1/2} = (7,3 \pm 0,7).10^{-10}$ s [7]. La période ainsi mise en évidence est plus courte, mais du même ordre de grandeur, que la valeur calculée à partir de la formule de Weisskopf, et dans le modèle du couplage intermédiaire [7], [8] à l'aide de la valeur $a/K = 4,5$ du coefficient de couplage proposée par Inglis pour le ^{10}B. Il semble cependant possible d'expliquer la valeur expérimentale en réduisant la valeur de a/K sans trop compromettre l'accord entre le spectre des niveaux d'énergie calculé et le spectre observé [8]. Kurath indique également que d'autres transitions quadripolaires électriques dans le ^{10}B présentent des effets coopératifs beaucoup plus marqués.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Thirion (J.) et Telegdi (V. L.), *Phys. Rev.*, 1953, **92** 1253.
[2] Newton (T. D.), *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 490.
[3] Bay (Z.), *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 419.
[4] Bell (R. E.), Graham (R. L.) et Petch (H. E.), *Can. J. Phys.*, 1952, **30**, 35.
[5] Ajzenberg (F.) et Lauritsen (T.), *Rev. Mod. Physics*, 1955, **27**, 77.
[6] Severiens (J. C.) et Hanna (S. S.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 161.
[7] Bloom (S. D.), Turner (C. M.) et Wilkinson (D. H.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 232.
[8] Kurath (D.), *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 975.

AU SUJET DE QUELQUES RECHERCHES ET AMÉLIORATIONS DES SOURCES H. F. A GRAND DÉBIT

Par J. DEPRAZ,
Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — Quelques recherches et améliorations faites sur les sources H. F. permettent d'obtenir des débits élevés — 4 mA sous 200 watts H. F. environ, et des débits moyens — 1 mA — avec une très faible puissance H. F., de l'ordre de 30 watts.

Abstract. — Some research and improvement made on R. F. ion sources allow to obtain high currents — 4 mA with about 200 watts R. F. and average currents — 1 mA — with very little R. F. power, about 30 watts.

Introduction. — Ces recherches ont été entreprises en vue de l'équipement des accélérateurs dont l'Institut de Physique Nucléaire dispose. Elles se sont orientées dans deux voies différentes :

1. Étude d'une source H. F. à débit ionique le plus grand possible avec un bon pourcentage en ions atomiques et utilisant une puissance H. F. raisonnable, destinée à un petit accélérateur de 300 keV que nous avons construit et qui est actuellement utilisé comme source intense de neutrons monocinétiques par les réactions (D, D) ou (D, T).

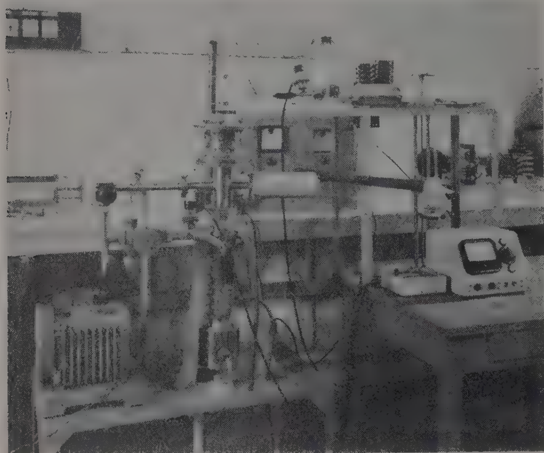


Fig. 1.

2. Étude d'une source H. F. de débit moyen utilisant une puissance H. F. très réduite avec un oscillateur d'encombrement minimum et très simple. Cette source est destinée plutôt aux accélérateurs plus puissants.

Voir figure 1 le banc d'essai construit pour l'étude des sources et permettant les divers réglages en fonctionnement.

Divers modèles de sources (*fig.* 2). — Quatre types de sources ont été étudiés.

Le 1er type est inspiré d'un modèle américain récent (Eubank) ; nous l'avons modifié en remplaçant l'étranglement par un disque de verre amovible, percé ou non, maintenu en place par 4 pointes rentrantes.

Ces modèles ont un grand volume : $h = 250$ mm ; $\varnothing_{int} = 55$ mm.

Le 3e est de dimensions plus réduites : $h = 200$ mm ; $\varnothing_{int} = 30$ mm.

L'anode est masquée par un disque de verre amovible.

Le 4e est de dimensions encore plus réduites : $h = 150$ mm ; $\varnothing_{int} = 10$ mm.

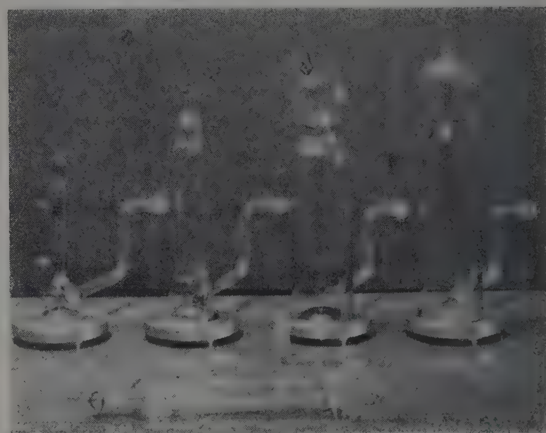


Fig. 2.

L'anode est masquée simplement par un étranglement.

Dans les derniers modèles, l'extrémité de l'anode est repliée en forme de boucle, ce qui évite des amorçages entre la partie haute et la partie basse, que favorise la contexture fibreuse du tungstène, pour une tension un peu élevée.

Fréquences utilisées. — Deux premiers modèles (grand volume) 30 MHz en couplage inductif.

Deux derniers modèles (volume réduit) 100 MHz en couplage capacitif.

Divers essais. — 1. Conditions d'amorçage et d'extinction (non encore terminé) en particulier vérification des théories en présence, leur domaine de validité : pression, H. F. On remarque que l'amorçage a toujours lieu brusquement ; il y a

durcissement de la source, elle devient parfois très difficile à amorcer ; il faut alors augmenter la H. F. ou la pression. Nous pensons introduire une impureté dans le gaz pour permettre un amorçage plus facile. L'extinction est progressive : diminution de l'intensité de la décharge. Elle se produit à une puissance H. F. très inférieure à la puissance d'amorçage.

2. Période de formation. — Elle est essentielle pour obtenir de bonnes performances. Au début de la mise en service d'une source, même avec un très bon vide à l'intérieur, il y a production de décharges intermittentes, parfois condensées en certains endroits et produisant de vives lueurs rouges dans H. Si l'on applique la tension d'extraction tant que la période de formation n'est pas suffisamment avancée, le fonctionnement est instable. Les débits ioniques restent faibles avec un maximum assez pointu avec la tension d'extraction ; puis les débits vont en croissant (pour même H. F., même tension et même pression). Ces faits sont dus à un dégazage, à un nettoyage des parois internes, principalement à l'élimination de la vapeur d'eau. Il est très difficile de débarrasser le verre des nombreuses couches de vapeur d'eau qu'il a adsorbées. Cette période est d'autant plus longue que la surface intérieure est plus grande : 1/2 journée pour les sources grand modèle, 1 h 1/2 pour les types 3 et 1/4 h pour les types 4. Pour une H. F. et une pression données, la décharge est d'un rouge plus vif avant la formation qu'après. Le pourcentage d'ions atomiques serait plus élevé. Certains auteurs (Darby, Bennett) faisaient fonctionner leur source avec de la vapeur d'eau pour augmenter le nombre d'ions H_1^+. Si la source fonctionne sans gaz, la décharge est bleue puis disparaît, mais il y a apparition de zones écarlates sur le verre. La source reste froide ; il y a décomposition de H_2O puis ionisation de H. Phénomène très visible sur les sources 3 et 4, un peu moins sur les 1 et 2.

3. Utilisation d'un champ magnétique auxiliaire. — En couplage inductif, certains auteurs préconisent l'emploi d'un champ magnétique transversal pour augmenter l'intensité de la décharge et le débit ionique. Tout dépend de la position de la self ; si elle est placée plutôt vers le haut de la source, le champ magnétique a de l'influence ; la position de l'aimant est très critique, quand on approche l'aimant, le débit croît, passe par un maximum puis décroît. (Débit multiplié par 4 environ.) Si l'on prend soin de bien régler la hauteur de la self pour ajuster le débit au maximum, on constate au contraire que le champ magnétique a l'effet inverse, il diminue constamment le débit ionique.

En couplage capacitif, un champ magnétique axial améliore sensiblement les performances des sources. Pour cela nous utilisons des anneaux de ferroxdure plus pratiques que les bobines à courant continu.

4. Métallisation de la partie externe de la base de la source (*fig.* 3). — Nous avons remarqué qu'en métallisant la partie inférieure en

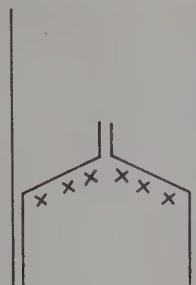


Fig. 3.

verre de la source, nous obtenions des débits ioniques élevés (× 3 au moins). Si nous enlevons la métallisation, par lavage par exemple, le débit décroît dans de grandes proportions. Nous améliorons vraisemblablement l'extraction par ce petit artifice par effet de lentille électrostatique mais d'une façon beaucoup plus simple que Reifenschweiler. Nous avons obtenu les résultats suivants:

Première source : débit : 3 mA à une puissance H. F. assez peu élevée, de l'ordre de 160-180 watts. (Tension d'extraction : 6 000 volts, pression : une vingtaine de μ).

Deuxième modèle : fonctionnement moins bon.

Troisième modèle : 725 μA. (Puissance H. F. : 30 watts, tension d'extraction : 3 100 volts.) 2,7 mA. (Puissance H. F. : 200 watts, tension d'extraction : 4 150 volts.)

Quatrième modèle : Elle peut aussi donner des débits importants ; on atteint 3 mA, mais alors elle est vite hors d'usage. Réservée pour des puissances faibles : 1 mA avec une trentaine de watts H. F.

5. Source avec une anode tungstène-aluminium. — Pour augmenter la vie des sources en fonctionnement intensif, on a recouvert l'anode en W avec Al. Les performances sont meilleures : $i = 4$ mA pour une tension d'extraction de 6 000 volts et une tension d'alimentation H. F. de 1 700 volts.

D'autres essais ont été effectués dont certains influent beaucoup sur le débit ionique :

— position de la sonde d'extraction avec une sonde réglable ;

— refroidissement de la source ;

— influence de la nature du métal sur l'extraction. Il semble bien en effet que les améliorations ultérieures proviennent surtout du dispositif d'extraction.

ACCÉLÉRATEUR DE 340 KV DESTINÉ A ÉTUDIER LES RÉACTIONS INDUITES PAR TRITONS

Par Mme D. MAGNAC-VALETTE, MM. M. SUFFERT, M. LIESS et P. CÜER,
Laboratoire de Physique Corpusculaire de la Faculté des Sciences de Strasbourg.

Résumé. — Nous décrivons un accélérateur fonctionnant à l'aide d'une tension électrostatique et spécialement construit pour étudier les réactions induites par tritons. Il donne un faisceau très bien focalisé avec une faible consommation de gaz et un très fort pourcentage d'ions monoatomiques. Nous avons construit également une déflexion magnétique qui focalise le faisceau à 120° de la direction initiale. Un tel accélérateur peut fonctionner avec un mélange $^{1}_{1}$H — $^{3}_{1}$H à faible concentration de $^{3}_{1}$H, car la très grande proportion d'ions atomiques empêche la formation d'un faisceau d'ions triatomiques de l'hydrogène trop important qui gênerait l'observation des réactions.

Abstract. — An accelerator working with an electrostatic high tension is described. It is specially designed for triton acceleration. It gives a very well focused beam with a low gas consumption and a very high percentage of atomic ions. A special magnetic deflexion is added to it, that focuses the beam at 120° to the initial direction. Such an accelerator may work with a mixture of $^{3}_{1}$H and $^{1}_{1}$H, at a weak concentration of $^{3}_{1}$H as the very percentage of atomic ions makes the triatomic hydrogen beam so poor that it does not prevent the observation of triton induced reactions.

Les réactions induites par tritons ne sont pas encore très connues. Nous en avons étudié un certain nombre, en particulier les réactions lithium-tritons [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Elles représentent des difficultés particulières, car le tritium est un gaz coûteux. On peut évidemment diluer le tritium dans l'hydrogène, mais aucun champ magnétique ne sépare suffisamment bien les tritons des ions triatomiques de l'hydrogène. Les accélérateurs qu'on peut utiliser doivent donc avoir une source donnant un fort pourcentage d'ions atomiques et nécessiter peu de gaz.

Pour étudier les réactions induites par tritons, on doit se débarrasser des tritons réfléchis sur la

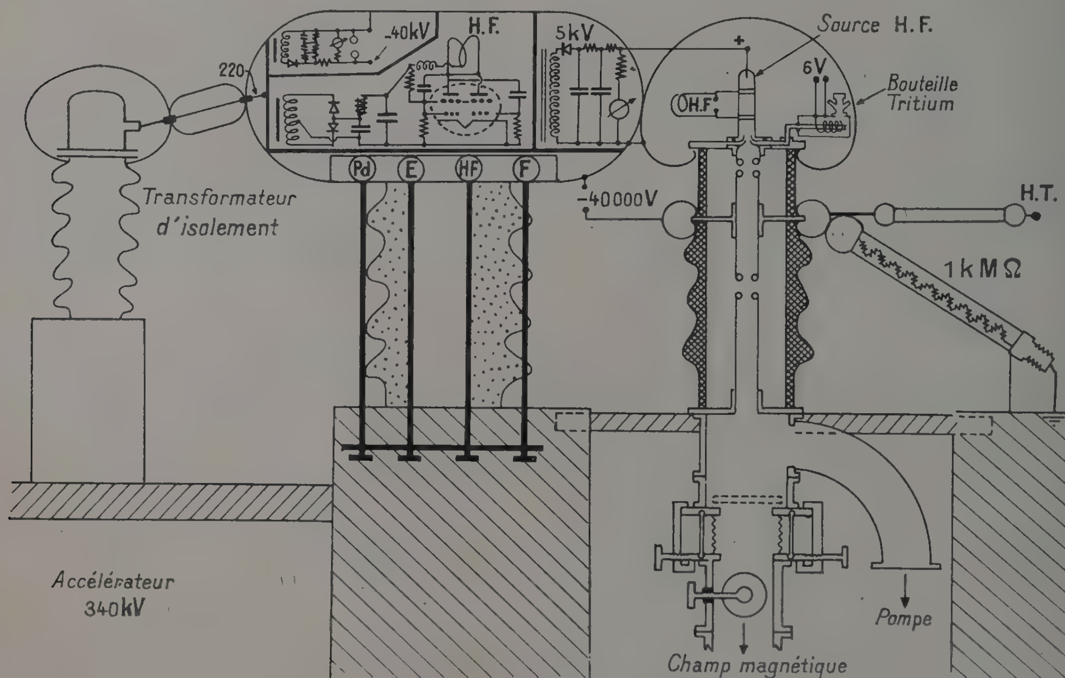


FIG. 1. — Schéma de l'accélérateur.

cible par une fenêtre qui est d'autant moins épaisse que l'énergie incidente est plus faible. Les produits de la réaction étant moins affectés que les tritons par la faiblesse de la valeur de l'énergie incidente, on a donc intérêt à travailler à basse énergie.

Enfin, il ne faut pas utiliser un tube qui a servi à accélérer des deutérons à cause de l'importance du rendement de la réaction T + D qui masque un grand nombre de réactions.

L'accélérateur que nous avons construit à Strasbourg répond à ces exigences. Il a été installé à l'Institut de Physique. Commencé début

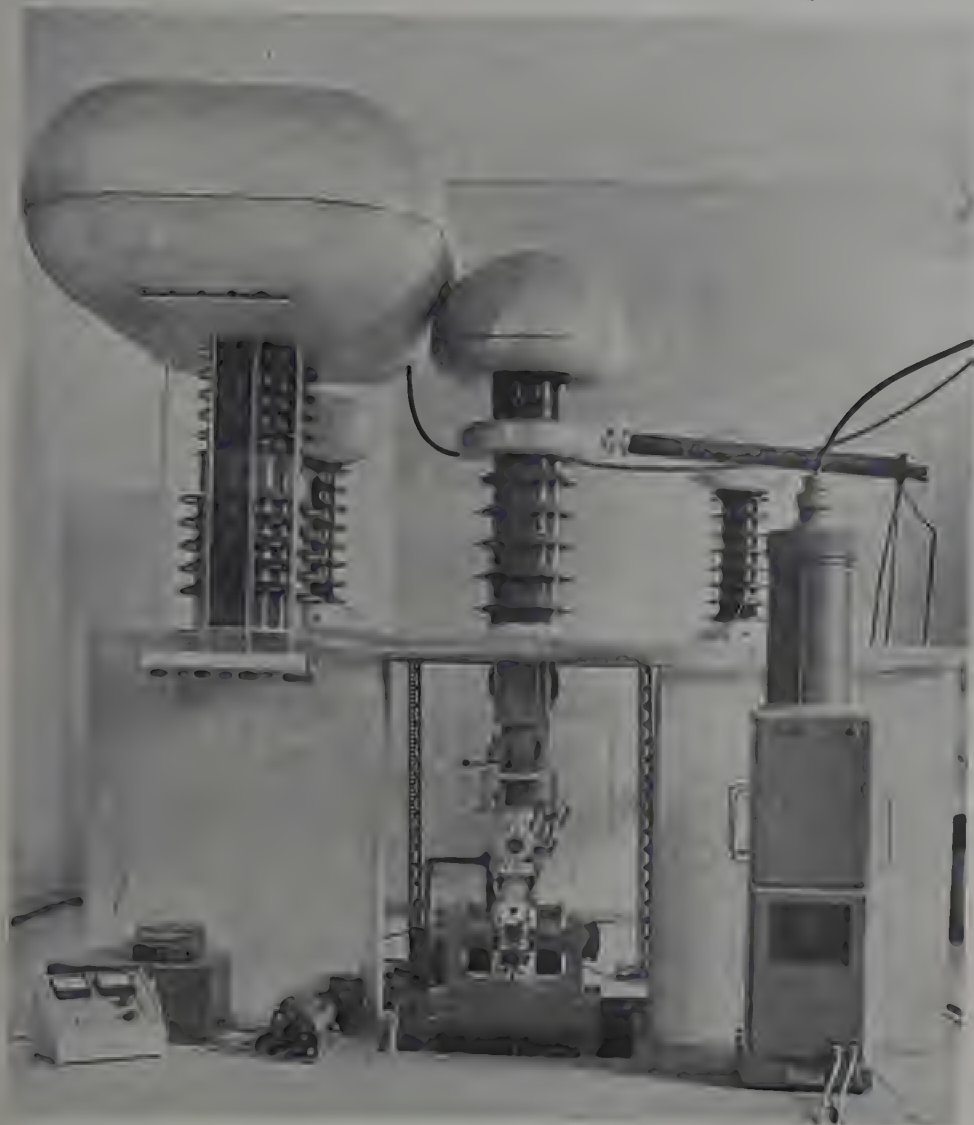


Fig. 2. — L'accélérateur.

octobre 1956, nous avons obtenu un faisceau non trié, le 17 février 1957. La tension totale est de 340 kV. La tension principale est fournie par une génératrice électrostatique de la S. A. M. E. S. Les parties mécaniques, sauf les pompes, ont été construites au Laboratoire par M. Liess. Le tube comporte trois étages : un étage à 340 kV comprenant la source haute fréquence avec des circuits et la tension négative de focalisation (— 40 kV), le tout étant alimenté par un transformateur d'isolement à 340 kV. Le pôle négatif de la tension de focalisation est branché sur *l'étage intermédiaire*, ainsi que le pôle positif de la tension de 300 kV ; l'étage inférieur est au sol.

La source HF est du type « Moak » connu dans la littérature [7 et 8]. L'oscillateur donne une fréquence de 100 Mc et consomme 50 watts. La tension d'extraction utilisée est de 2 200 volts. La sonde a un diamètre de 1,6 mm. Nous lui avons ajouté un diaphragme de 0,8 mm dans le canal où le faisceau réduit le débit qui atteint ainsi 1 cm³/heure. Les caractéristiques de cette source seront très prochainement publiées en détail dans la thèse de 3e cycle de M. Suffert. Le réservoir de gaz est celui que nous avons utilisé au cours d'expériences précédentes [9]. L'hydrogène tritié diffuse à travers un manchon de palladium. La sonde est vissée sur un canal en tronc de cône qui supporte lui-même l'électrode à 340 kV. Cette électrode est de forme cylindrique et son extrémité inférieure a la forme d'un tore. A part leur longueur, toutes les électrodes sont identiques.

La tension de focalisation est de 40 kV. Elle est fournie par un transformateur, redressée et filtrée avec une ondulation inférieure à 1/100. La tension électrostatique est stable à 1 500 volts près. Elle est protégée par une résistance fournie en même temps que la tension par le constructeur. Tous les circuits dont la masse est à 340 kV sont entourés par des capots en aluminium, ainsi que la tête du transformateur d'isolement. Nous avons ainsi ajouté une capacité appréciable de l'ordre de 700 pf. Nous ne voulons pas, d'autre part, dépasser 10 μA de faisceau principal (car nous travaillons en cible mince), ce qui nous donne à 100 kV une résistance équivalente de 10 k$\mathrm{M}\Omega$. Cette résistance étant grande, nous obtenons des oscillations de la tension dues à la forte valeur de la constante RC. Nous avons donc augmenté artificiellement le débit en ajoutant une résistance de 1 k$\mathrm{M}\Omega$ qui a été construite au laboratoire. C'est une chaîne de résistances qui baigne dans l'huile placée dans un tube en « Haefelite ». Le tube est terminé, côté H. T. par une boule en aluminium et côté masse par trois membranes qui peuvent se dilater si l'huile s'échauffe.

A partir du plateau zéro, le faisceau passe à travers un tube d'acier sur lequel est soudé un tube coudé en arc de cercle du même diamètre que la vanne-clapet de la pompe à diffusion sur laquelle il vient se raccorder. La pompe est une « Edwards 203 ». Le faisceau passe ensuite à travers une vanne-clapet du type « Leybold », puis par une membrane dont les flasques terminaux peuvent glisser l'un par rapport à l'autre, tout en restant dans un plan perpendiculaire à l'axe. Cette membrane est suivie d'un tube portant un hublot de verre à travers lequel on peut observer le faisceau sur une plaquette de quartz escamotable de l'extérieur. Enfin, nous avons la boîte de déviation magnétique avec des joues en fer doux qui forment les pièces polaires. L'angle de déviation est de 120° à cause de l'exiguïté de notre local : ceci nous permet de « remonter » le faisceau et de placer la cible loin du sol. Cet angle étant grand, il nous faut un champ intense. Pour l'accroître, nous avons évidé les pièces polaires suivant la figure 3 pour ne laisser

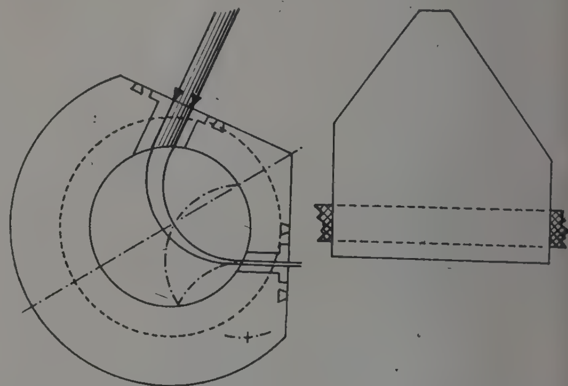


Fig. 3. — Schéma des pièces polaires de l'électro-aimant. Champ magnétique 120°.
Protons de 1 MeV ou tritons de 0,35 MeV.

que le canal où passe le faisceau. Par une recoupe du bord de sortie, nous obtenons une focalisation supplémentaire. Un faisceau de largeur d est focalisé sur une largeur $d/10$ et reste parallèle s'il l'est à l'entrée. Les parties à évider ont été fraisées à 54°. L'entrefer du champ est de 3 mm. La boîte de déviation est construite suivant une technique déjà utilisée [6]. Le tube accélérateur lui-même est composé de tubes de porcelaine reliés entre eux par des plateaux évidés au centre et qui supportent les électrodes. Les joints sont des joints toriques « Edwards » dans des rainures en queue d'aronde. Pour les passages, nous utilisons des joints en U « Simrit ». Le vide atteint est de 10^{-6} mm Hg.

Le faisceau principal est focalisé sur 2 ou 3 mm.

A la sortie du champ, il est un peu plus diffus, surtout à basse énergie, malgré la focalisation, à cause de l'instabilité de 1 500 volts sur la tension. Mais ceci tout en nous faisant perdre de l'intensité, nous permet par un diaphragme approprié de faire un triage de l'énergie.

A la sortie du champ, nous pouvons mesurer le rendement de la source et nous obtenons : ions monoatomiques : 98 % ; ions diatomiques : 2 % ; ions triatomiques : 0,1 %.

Ceci nous permet d'utiliser de faibles concentrations en tritium sans être gênés par le faisceau de masse 3 de l'hydrogène.

Nous remercions vivement M. le Pr Morand qui nous a donné le plan des électrodes de son tube accélérateur de Liège et prêté le transformateur et les porcelaines d'isolement, et M. de Beauregard qui a bien voulu nous montrer son accélérateur en détail et nous donner de précieux renseignements sur les sources.

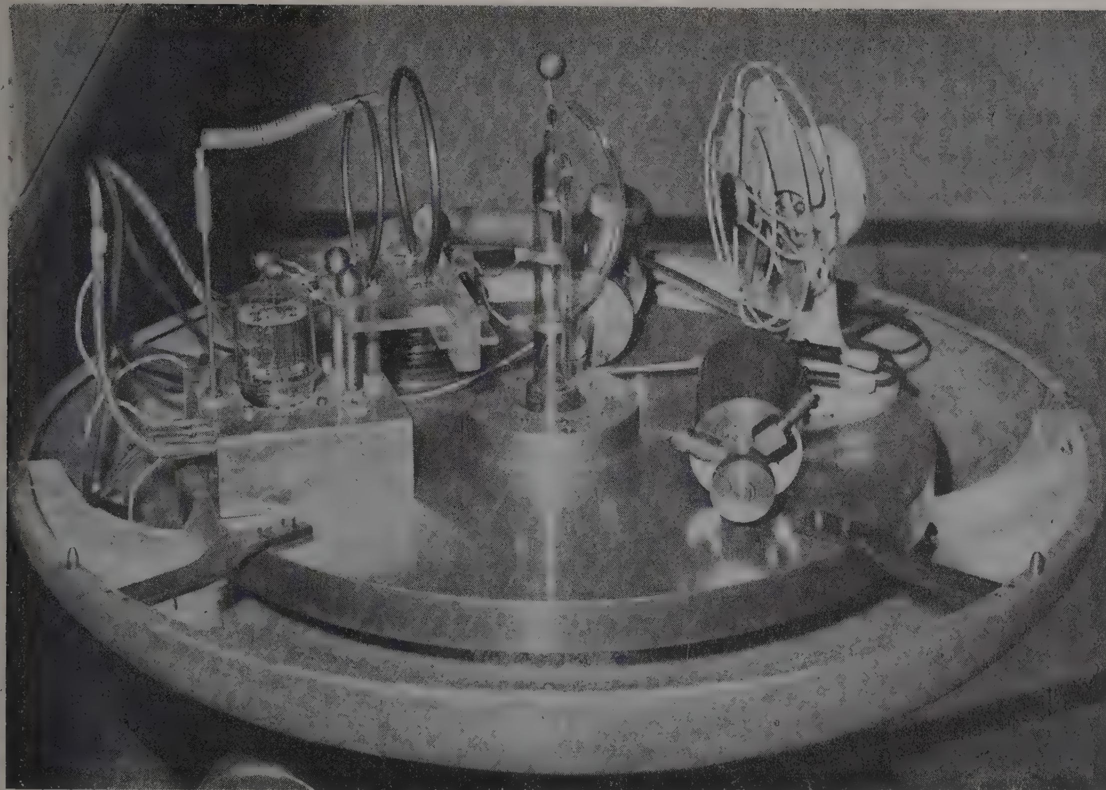


Fig. 4. — La source haute fréquence.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cüer (P.) et Magnac-Valette (D.), *J. Physique Rad.* 1953, **14**, 15.

[2] Cüer (P.) et Magnac-Valette (D.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1049.

[3] Cüer (P.), Magnac-Valette (D.) et Baumann (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1880.

[4] Magnac-Valette (D.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 135.

[5] Magnac-Valette (D.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 760. Barjon, Magnac-Valette (D.) et Schmouker, *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 896.

[6] Magnac-Valette (D.), *Thèse* (en cours de publication).

[7] Moak Ren Good, *Nucleonics*, 1951, **7**, n° 3, 18.

[8] De Beauregard, *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 547.

[9] Magnac-Valette (D.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 449.

AVANTAGES D'UN SPECTROMÈTRE DE TYPE MILEIKOWSKY A FOCALISATION NON STIGMATIQUE, POUR DÉTERMINER LE BILAN ÉNERGÉTIQUE DE RÉACTIONS SUR NOYAUX LÉGERS.

Par L. BIANCHI et E. COTTON,
Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Pour les réactions sur noyaux légers, l'énergie de la particule émise dépend notablement de l'angle d'émission. Avec un spectromètre à double focalisation utilisant un grand angle d'admission, la variation peut être de plusieurs pour cent. Nos expériences ont permis de contrôler pour la première fois l'accroissement de résolution en énergie que donne notre système astigmatique ($n = 0,57$) et une inclinaison variable de la fente de sortie (suggestions de Curt Mileikowsky).

Abstract. — For light nuclei reactions, the emitted particle energy depends appreciably on the angle of emission ; with a double focusing spectrometer using a large entrance angle, this variation can be of several %. Our experiments allowed to test for the first time this improvement of energy resolution with our astigmatic system ($n = 0,57$) and with a variable tilting angle of exit slit (after suggestions of Curt Mileikowsky).

Principe. — Ce spectromètre, type Mileikowsky, est à double focalisation (*Arkiv. Fysik*, **7**, n°s 3 et 5).

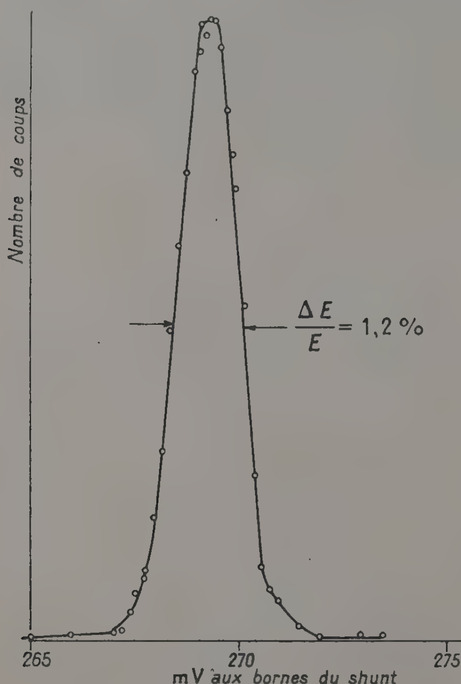


Fig. 1. — Pic de diffusion sur ^{12}C.
Fente parallèle au champ.

Mais, contrairement à l'appareil installé à l'Institut Nobel, notre spectromètre utilise volontairement une focalisation astigmatique, ceci afin de permettre une détermination plus précise des énergies, lors de réactions sur noyaux légers. En effet, étant donné le grand angle solide d'entrée, l'énergie E des particules émises peut alors varier de quelques %, par suite du recul du noyau cible dont l'énergie dépend de l'angle d'émission θ. Avec l'astigmatisme introduit, l'image d'un point, pour un groupe de particules donné, est un segment de droite incliné d'un angle ψ, fonction de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}\theta$ et dont Mileikowsky a calculé l'expression.

Nos expériences avaient pour but de vérifier pour la première fois cette propriété, au moyen d'une diffusion élastique de protons sur carbone 12.

Dispositif expérimental. — Nature des cibles. — Cibles minces de formvar métallisées par de l'or (environ 10 µg d'or sur 10 µg de formvar).

Détection. — Photomultiplicateur Dumont à photocathode enduite de ZnS et fente de définition orientable placée devant la photocathode. Pour la réaction ^{12}C(p, p) et l'énergie utilisée, la valeur de ψ était sensiblement 30° pour $\theta = 90°$.

Particules incidentes. — Protons de 3,18 MeV accélérés par le Van de Graaff de Saclay.

Résultats.

	ψ	Largeur à mi-hauteur $\Delta E/E$ en ‰
Au(p, p) (pour contrôle)	0°	1,5
^{12}C(p, p)	0°	12
^{12}C(p, p)	30°	4

et séparation, pour $\psi = 30°$, du groupe de protons diffusés par ^{13}C.

La différence existant entre les largeurs pour l'or et le carbone semble due d'une part à l'existence d'un dépôt de carbone supplémentaire, d'autre part à l'imprécision sur l'angle ψ.

Ces résultats feront l'objet d'une publication plus détaillée [1].

[1] L. BIANCHI, E. COTTON et C. MILEIKOWSKY, *Nuclear Instruments*, à paraître.

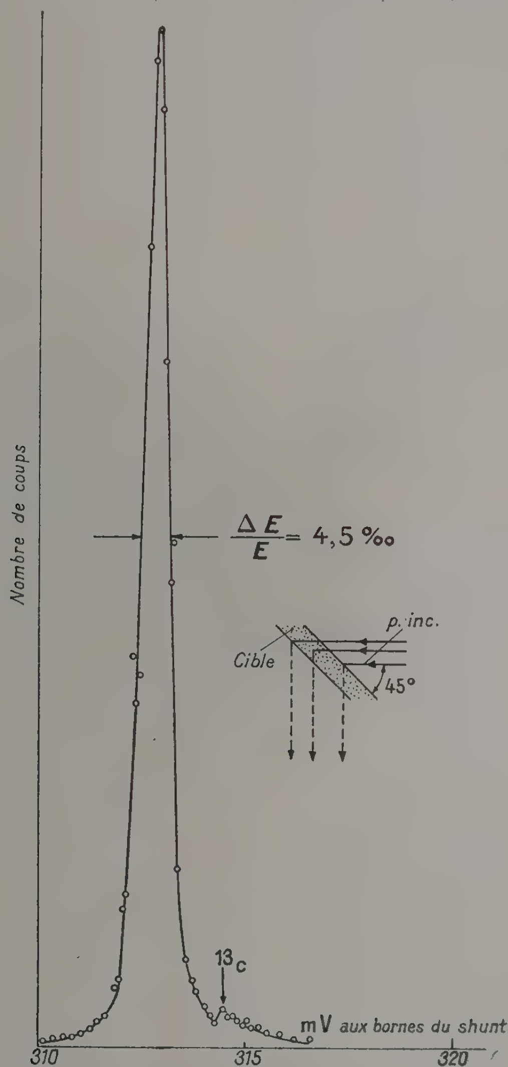


FIG. 2. — Pics de diffusion sur ^{12}C et ^{13}C. Fente inclinée de — 30°.

EMPLOI CONJUGUÉ DE LA PRÉACCÉLÉRATION ET DE LA POSTACCÉLÉRATION POUR L'ÉTUDE DES SPECTRES D'ÉLECTRONS DE TRÈS FAIBLE ÉNERGIE

Par Mlle A. JUILLARD et M. A. MOUSSA,
Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Résumé. — Des tensions de pré- et de postaccélérations ont été appliquées en spectrométrie bêta pour étudier le domaine d'énergie 0 — 3 keV. Emploi sur la raie de conversion de 7 keV du ^{57}Co et le spectre des produits de désintégration du Th *B*.

Abstract. — Pre- and postaccelerations are used in a double focusing β spectrometer to study the 0 — 3 keV energy-range. Application to the 7 keV conversion line of ^{57}Co and the spectrum of disintegration products of Th *B*.

Les travaux de spectrométrie β sont limités aux basses énergies, par l'absorption de la fenêtre d'entrée du détecteur des électrons. Quand on emploie un compteur G. M., on n'enregistre plus rien à partir d'une certaine énergie W_0 dite de « cut-off », et divers travaux, en particulier ceux de Lane et Zaffarano [1] ont montré qu'il existe une absorption tant que l'énergie des électrons est inférieure à environ $4W_0$.

Les méthodes d'accélération, en communiquant une énergie supplémentaire aux électrons, permettent d'abaisser cette limitation et de déterminer des courbes de correction d'absorption des fenêtres.

Ces techniques ont déjà été employées par divers auteurs [2], [3], [4], [5] mais le plus souvent avec des fenêtres relativement épaisses, donc des énergies de cut-off assez élevées, alors que nous avons pu descendre jusqu'à 1,55 keV avec les fenêtres de compteur les plus fines.

I. **Dispositif expérimental.** — Pour travailler en préaccélération, il suffit d'appliquer une tension négative à la source radioactive ; nous avons donc construit un porte-source isolé par rapport au spectromètre, et nous avons placé en avant une grille métallique à fils très fins (25 μ) maintenue au sol, délimitant ainsi une région où le champ électrique est à peu près uniforme.

En postaccélération, nous appliquons une différence de potentiel entre la fente placée dans le plan de focalisation des électrons et la coque du compteur. Cette dernière étant portée à une tension positive, nous avons dû construire un compteur G. M. isolé par rapport à la cuve de l'appareil. Les tensions de pré- et postaccélération sont fournies par des hautes tensions stabilisées, donnant jusqu'à 2 500 volts. La haute tension du compteur est alimentée par un transformateur d'isolement ; pour les valeurs des tensions signalées, nous avons pu laisser le système de comptage au potentiel du sol.

II. **Calcul de la correction de préaccélération.** — Rappels. — Dans le spectromètre à double focalisation, sans fer, auquel ont été adaptés les dispositifs ci-dessus, le champ à symétrie de révolution est en $Kr^{-1/2}$ et possède des propriétés de focalisation axiale et radiale. On a en quelque sorte un système de Gauss dont l'axe optique est un cercle et l'image d'un objet se forme dans un plan méridien faisant un angle de $\pi\sqrt{2}$ avec le plan méridien de l'objet, l'image étant égale à l'objet et renversée. Pour étudier l'image d'une source ponctuelle on tient compte non seulement de la dispersion, mais aussi des aberrations de sphéricité du système. Si la loi de variation du champ est en $Kr^{-1/2}$ l'image d'un point se réduit à une droite, l'aberration axiale étant alors nulle.

A partir de ces considérations, on peut calculer le profil de la raie qui serait obtenue photographiquement dans le cas d'une source ponctuelle puis dans celui d'une source étendue de largeur $2s$. Enregistrer cette raie avec un compteur G. M. possédant une fente de largeur $2e = 2s$ revient à faire défiler la fente devant elle, et à intégrer la somme des intensités reçues. Un calcul détaillé montre que la surface de la raie relevée au compteur est donnée par $S = 4\mathbf{a} \frac{\alpha_m \beta_m}{\pi} a$, quand on porte les intensités en fonction de la position de la fente : $\mathbf{a}$ est l'activité de la source ; α_m, β_m étant les angles d'émission définis par le premier diaphragme, $\frac{\alpha_m \beta_m}{\pi}$ représente la transmission de l'appareil ; a est la largeur de la tache d'aberration.

Dans la pratique, on trace une raie en faisant varier le courant dans les bobines du spectromètre. Le calcul montre que l'on doit porter N/i en fonction de i pour que l'aire de la raie soit proportionnelle à $\mathbf{a}$.

Modification des trajectoires par la préaccélération. — La source est portée au potentiel négatif de V volts tandis que la grille, disposée en avant, est maintenue au sol. Si le champ électrique ainsi créé peut être considéré comme uniforme, le mouvement de l'électron est assimilable à une portion de parabole. En réalité, le champ magnétique déforme les trajectoires dès le départ de la

source ; le calcul que nous pouvons effectuer n'est que très approximatif et c'est pour cette raison qu'une détermination expérimentale du coefficient de correction est nécessaire.

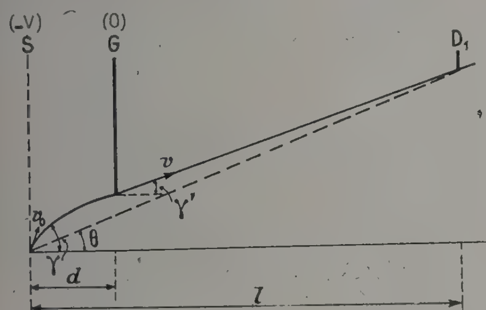


Fig. 1.

Si nous désignons par W_0 l'énergie initiale de l'électron, et par W celle qu'il possède après l'accélération, nous écrirons dans le cas de l'approximation de Gauss $\gamma/\gamma' = \sqrt{W/W_0}$ (*fig.* 1). Les équations du mouvement donnent une détermination de γ et du rapport γ/θ. La surface des raies dépend du produit $\alpha_m \beta_m$, des deux dimensions du diaphragme; le coefficient de préaccélération varie donc avec $(\gamma/\theta)^2$. Nous avons trouvé :

$$\frac{\gamma}{\theta} = l\sqrt{\frac{W}{W_0}} \times \frac{(l-d)(W-W_0) - 2d\sqrt{WW_0} - 2dW}{(l-d)^2(W-W_0) - 4d(l-d)\sqrt{WW_0} - 4d^2 W}$$

la distance l du diaphragme à la source étant fixée, nous voyons l'importance de la dimension variable d, distance de la grille à la source.

III. **Détermination expérimentale de la correction de préaccélération.** — Les premiers essais de préaccélération ont été effectués avec une fenêtre de formvar déposée sur lektromesh dont le cut-off est situé vers 2,7 keV, c'est-à-dire dont l'absorption n'est négligeable qu'à partir de 10 keV environ. Nous avons étudié la raie de conversion de 7,2 keV de ^{57}Co qui, dans ces conditions doit être corrigée de 10 % environ quand elle est enregistrée sans accélération. Pour déterminer la correction de préaccélération, nous avons dû nous libérer de cette absorption de fenêtre en appliquant une méthode à accélération constante, c'est-à-dire, que la somme des tensions de post- et préaccélération est fixée par exemple à 2 400 volts. Les augmentations des surfaces des raies indiquées sur la figure [2], tracées avec 800, 1 600 et 2 400 volts de préaccélération sont alors uniquement causées par cette dernière. La largeur de la raie étant très faible, la tension de préaccélération doit être très stable. Il est nécessaire de la contrôler au moyen d'un potentiomètre. Les valeurs obtenues pour la correction de préaccélération sont en accord approximatif avec la valeur calculée plus haut.

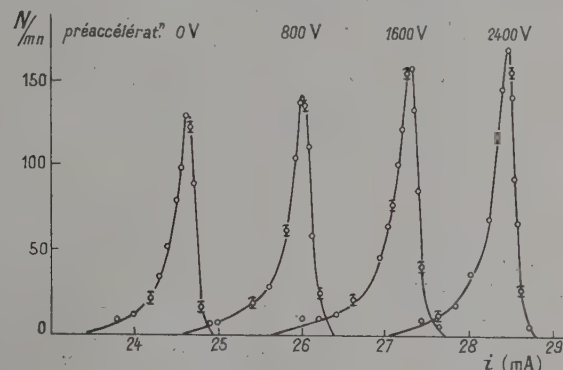


Fig. 2.

Étude du spectre du dépôt actif du thorium. — Les méthodes d'accélération ont été employées dans le but d'étudier le groupe des électrons Auger M des produits de désintégration du Th B. Nous avons employé des sources de 2 mm sur formvar de 30 μg/cm² obtenues par évaporation dans le vide du dépôt actif recueilli sur un fil de platine. Les mesures faites sur plusieurs sources ont été normalisées sur la raie de 8 keV du groupe Auger L. Le groupe Auger M se trouvant à très basse énergie, nous avons employé des fenêtres ayant un cut-off vers 1,8 keV et 1,55 keV. Dans ce domaine, la déformation due à la préaccélération est très importante, et avec les tensions dont nous disposons, il faut faire des corrections d'absorption de fenêtre. Nous avons fait des mesures sans accélération, et avec postaccélération, pour déterminer cette absorption avant d'appliquer une correction de préaccélération qui conduirait à une forme exacte du spectre. Malheureusement, le groupe Auger M, ayant une structure complexe, la précision est insuffisante pour la détermination de la surface du groupe et du rendement Auger M. La mesure de la correction étant plus commode lorsqu'on utilise une source émettant un spectre continu, des essais sont actuellement en cours dans cette voie.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Lane (R. O.) et Zaffarano (D. J.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 960.
[2] Harrold et Agnew, Hubert et Anderson, *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 869.
[3] Butt (D. K.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1950, **63** A, 986.
[4] Agnew, *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 655.
[5] Kobayashi (Y.), *J. Phys. Soc.*, Japan, 1953, **8**, 440.

UN SÉLECTEUR DE TEMPS DE VOL DE NEUTRONS RAPIDES

Par Ernst REMY et Klaus WINTER,
Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France, Paris.

Résumé. — On décrit un circuit de coïncidence rapide avec un sélecteur de temps, destiné à des mesures de temps de vol de neutrons rapides. Le temps zéro est déterminé par la méthode des particules associées aux neutrons de la réaction d-t.

Abstract. — A fast coïncidence circuit and time-sorter is described, designed for time-of-flight measurements of fast neutrons. The zero-time is established by the associated particle method.

Pour mesurer l'énergie de neutrons émis dans des réactions (n, 2n), nous avons développé un dispositif de mesure du temps de vol. Ce dispositif se compose essentiellement d'une coïncidence rapide et d'un sélecteur de temps de vol [1]. Le schéma en bloc est représenté figure 1. Des coïncidences sont enregistrées entre le détecteur des particules α et un compteur de neutrons rapides. Pour assurer le bon fonctionnement du sélecteur de temps de vol, il était nécessaire d'ajouter un circuit de coïncidence lente avec des discriminateurs au circuit de coïncidences rapides. Les discriminateurs ne laissent passer que des impulsions qui sont assez grandes pour arriver au niveau de cut-off dans le circuit rapide. On prend comme instant zéro, dans le sélecteur de temps, l'instant qui précède de 3 mµs l'impulsion dans le compteur α, c'est-à-dire l'instant où se produit la réaction α (d,T). Ces particules α de la réaction d(T, n)He^4 ont une énergie de 3,0 MeV et une corrélation de 180° (centre de masse) avec les neutrons émis. La détection α s'effectue avec un scintillateur en plastique de 5 mm de diamètre et de 0,1 mm d'épaisseur, placé à une distance de 10 cm de la cible du générateur et présentant un angle solide de $1{,}25.10^{-5}$ stérad. Le cristal était fixé sur une plaque de plexiglas qui assure l'étanchéité de la chambre de cible et en même temps le contact optique avec le photomultiplicateur (RCA 5819). Celui-ci était protégé contre la lumière venant de la cible par une feuille mince d'aluminium de 0,5 µ d'épaisseur, ce qui représente une perte d'énergie de 0,3 MeV pour les particules α. La figure 2 montre un spectre relevé avec ce détecteur. Le pic des particules α de la réaction (d,T) est bien séparé du bruit de fond du photomultiplicateur, et nous avons placé le seuil du discriminateur de la voie lente au-dessous du pic, à la valeur qui correspond au minimum.

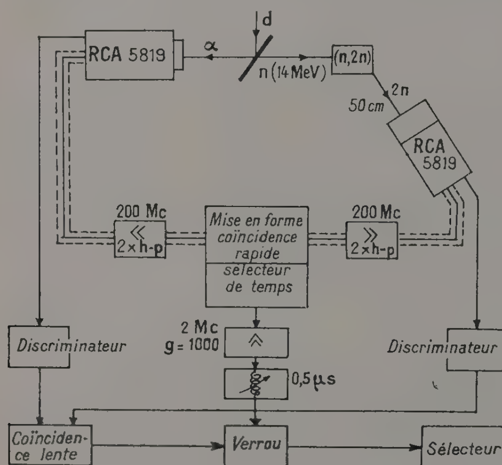


Fig. 1. — Schéma en bloc.

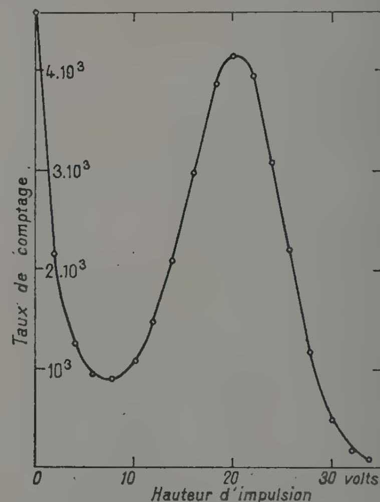


Fig. 2. — Spectre des particules α de la réaction d,T.

Les neutrons associés aux particules α détectées par le moniteur forment un cône de 8° (largeur à

mi-hauteur de la courbe dans la figure 3). Cette courbe de collimation a été mesurée avec des coïncidences dans le circuit lent, entre des neutrons et des particules α. En plaçant, dans ce faisceau de neutrons, un corps de cible, nous nous proposons de mesurer le spectre d'énergie des neutrons produits par la réaction (n, 2n) sur ce corps, sur une distance de 50 cm.

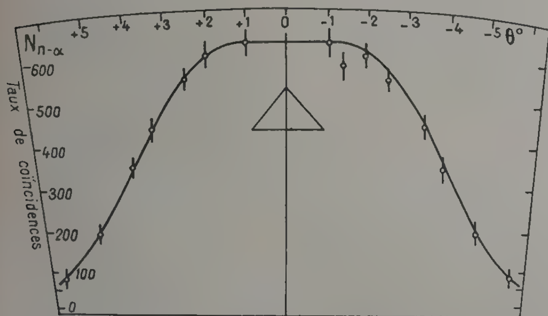


Fig. 3. — Courbe de collimation du faisceau des neutrons déterminée par les particules α associées.

Le circuit du sélecteur de temps est adapté pour un retard maximum de 45 mμs, permettant d'obtenir des valeurs d'énergie jusqu'à 0,5 MeV sur la distance donnée. La linéarité du sélecteur de temps de vol a été vérifiée avec des coïncidences entre les impulsions venant du détecteur α et celles d'un compteur à scintillateur plastique placé dans le faisceau de neutrons collimaté. Les retards sont introduits par des câbles. La figure 4 montre la position du maximum des courbes de résolution sur un sélecteur d'amplitude à cent canaux en fonction du retard introduit dans la voie rapide. Le retard est donné en unités de 1,08 mμs

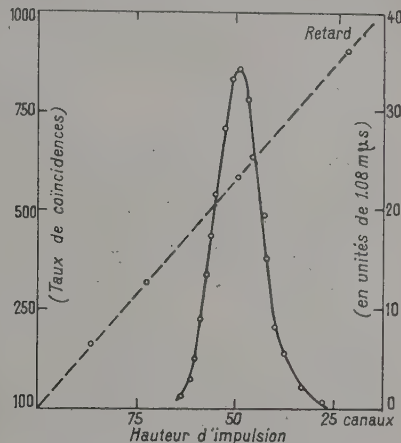


Fig. 4. — Courbe d'étalonnage du sélecteur de temps et une courbe de résolution.

(l'ordonnée à droite). La courbe de résolution correspondant à 23 × 1,08 mμs de retard est tracée dans la même figure (taux de coïncidences sur l'ordonnée à gauche). La largeur à mi-hauteur correspond à 5 mμs.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rémy (E.), et Winter (K.), *J. Physique Rad.*, Physique Appliquée, 1957, **18**, 112 A.

UN SÉLECTEUR D'AMPLITUDE DISTRIBUÉ

Par A. BOUCHERIE) et J. MEY,
Service des Constructions électriques — C. E. N., Saclay.

Résumé. — Les auteurs présentent un nouveau type de sélecteur d'amplitude rapide à plusieurs canaux utilisant le principe des circuits distribués. Ils décrivent les circuits qu'ils ont utilisés dans la réalisation d'un modèle à cinq canaux pour lequel ils ont obtenu un temps de résolution de 0,2 µs.

Abstract. — This paper presents a new type of fast Multichannel Pulse-Height Analyzer using the principle of distributed circuits. A description of the circuits employed in the construction of a model with five channels is given. The resolving time of this device is 0,2 µs.

Nous avons étudié un sélecteur d'amplitude d'un type nouveau, susceptible de permettre des temps de résolution très faibles. Deux réalisations en ont été effectuées : l'une à 1 canal et l'autre à 5 canaux.

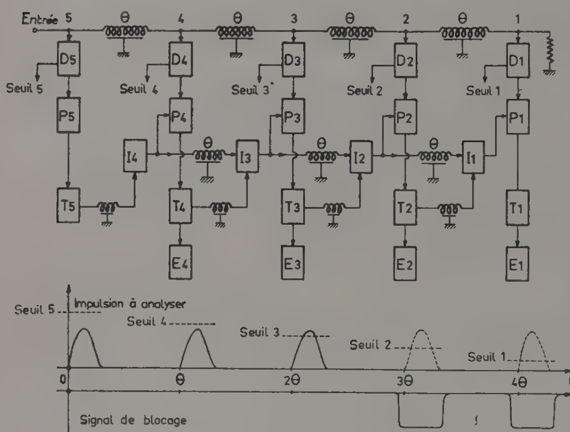


Fig. 1.

La figure 1 représente le schéma fonctionnel d'un sélecteur de ce type, à 4 canaux. L'impulsion à analyser est envoyée dans une ligne à retard électromagnétique constituée de 4 sections de retard θ et adaptée à son extrémité. A chaque section est relié un canal composé d'un discriminateur D, d'un circuit-porte P, d'un circuit de déclenchement et de mise en forme T et d'une échelle de comptage E. Les seuils des discriminateurs vont en décroissant depuis l'entrée jusqu'à l'extrémité de la ligne. Une seconde ligne, constituée elle aussi de sections de retard θ, reliées entre elles par des circuits d'injection I est destinée à envoyer des signaux de blocage, fournis par les circuits T sur les circuits-porte suivants. Au cours de sa propagation sur la ligne, l'impulsion étudiée rencontre successivement des discriminateurs de seuils de plus en plus bas. Le premier canal dont le seuil est inférieur à l'amplitude de cette impulsion déclenche et fournit, d'une part, un signal de comptage qui est enregistré dans l'échelle correspondante et, d'autre part, un signal de blocage, de durée déterminée et légèrement supérieure à celle de l'impulsion d'entrée. Ce signal de blocage est alors injecté dans la seconde ligne où il va se propager de telle façon que l'impulsion à analyser soit désormais accompagnée par ce signal qui fermera les portes des canaux inférieurs aux instants auxquels elle se présentera à leur entrée. Ainsi un seul canal aura déclenché, l'impulsion se trouvera automatiquement classée et pourra être presque immédiatement suivie par une autre.

La figure 2 représente le schéma d'un canal. La ligne de transmission de l'impulsion est constituée par des cellules dérivées en m. Son impédance caractéristique est 1 200 ohms et le retard par section 0,1 µs. Des atténuateurs capacitifs permettent de compenser l'affaiblissement de la ligne. Les fonctions discriminateur et porte sont assurées par un seul étage utilisant un tube à deux grilles de commande 6BN6 (V_1). Le seuil est réglé à partir d'une polarisation négative de la grille I. Lorsque l'amplitude de l'impulsion à analyser est supérieure au seuil, et en l'absence de signal de blocage, un signal négatif est recueilli sur l'anode de V_1. Après inversion et amplification dans l'étage V_2, il est appliqué au monovibrateur rapide V_3. Ce dernier fournit sur l'anode un signal négatif de durée 80 mµs, qui est d'une part envoyé sur le circuit de comptage et d'autre part allongé à 0,2 µs à l'aide d'un câble à retard ouvert et d'un circuit de mélange à diodes (X_3, X_4, X_5). Ce dernier signal est utilisé comme signal de blocage. L'emploi d'un allongement ultérieur du signal du monovibrateur V_3 assure que celui-ci soit parfaitement restitué à la fin du signal de blocage. Un étage

cathodyne à réaction (V_4) effectue la liaison entre le circuit d'allongement et la section suivante de la seconde ligne de transmission (point c), où un circuit d'aiguillage à diodes (X_6, X_7) assure la propagation du signal dans un seul sens. C_6 est une capacité de neutrodynage servant à compenser le résidu du signal de blocage transmis directement sur la grille de V_2 par la capacité entre l'anode et la deuxième grille de commande de V_1.

Le temps de résolution mesuré pour le sélecteur à 5 canaux qui a été réalisé est de 0,2 μs. On a trouvé une stabilité des seuils de $\pm$ 20 à 30 mV et des largeurs de bande de $\pm$ 20 mV sur une durée de 24 heures.

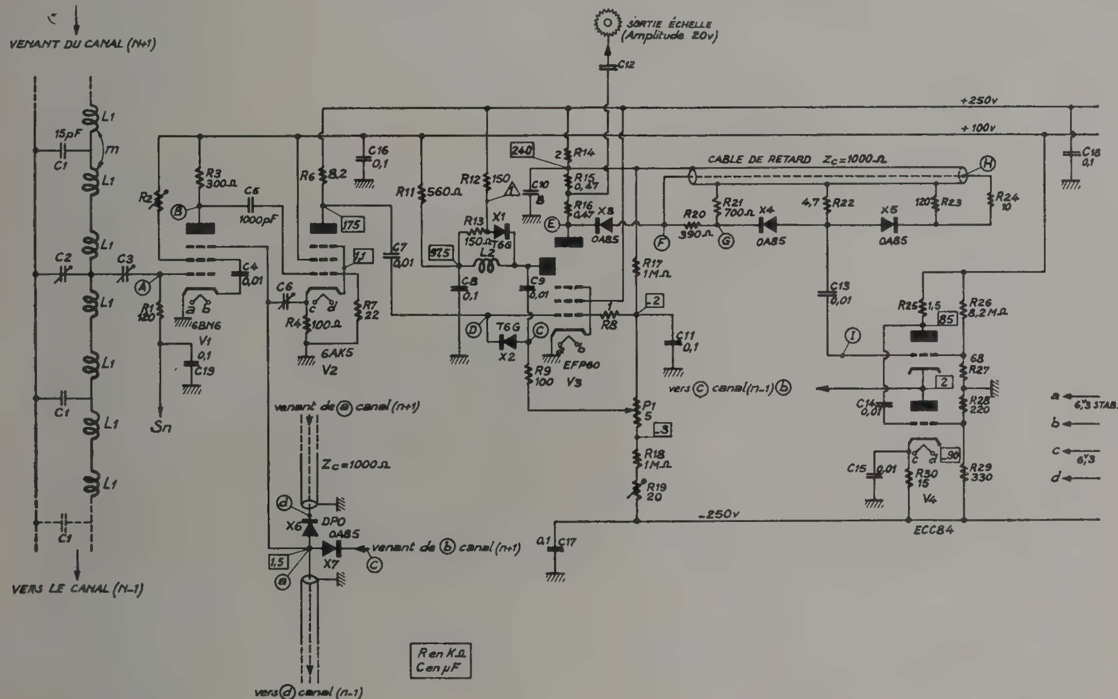


Fig. 2. — Sélecteur d'amplitude. Type distribué. Schéma d'un canal.

RÉCENTS PROGRÈS SUR LES SÉLECTEURS EN TEMPS MULTICANAUX

Par H. GUILLON,
Service des constructions électriques, C. E. N., Saclay.

Résumé. — On examine divers perfectionnements susceptibles d'apporter des améliorations concernant la précision et la sécurité de fonctionnement des sélecteurs en temps. Les difficultés relatives aux sélecteurs rapides à grand nombre de canaux sont ensuite examinées.

Abstract. — The author investigates various improvements to get a better result in the accuracy and reliability of time analyzers. Comments are made on the difficulties relative to multichannel fast analyzers.

Les efforts actuels accomplis dans le domaine des sélecteurs en temps, tendent à obtenir des appareils comportant de nombreux canaux capables de fournir le maximum de données dans un temps relativement court, et à accroître le pouvoir de résolution de ces instruments en réduisant de plus en plus leur largeur de bande. La référence [1] donne l'état de la question en 1955.

Nous examinerons en premier lieu les perfectionnements qu'il est possible d'apporter aux appareils actuellement en usage, et ensuite les problèmes posés par les sélecteurs rapides.

I. Perfectionnements concernant les appareils actuels. — Le diagramme fonctionnel le plus rudimentaire d'un sélecteur en temps est représenté par la figure 1.

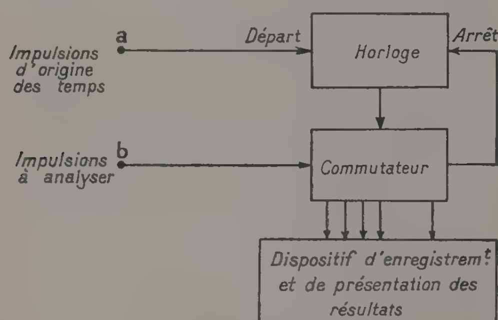


Fig. 1.

1° Horloge. — L'utilisation d'un oscillateur déclenché classique, pour remplir la fonction « horloge », conduit à une précision de l'ordre de 10^{-4} sur la fréquence, et présente l'inconvénient d'une altération de largeur des premiers canaux en raison du régime transitoire d'établissement de l'oscillation. De plus la fréquence doit être vérifiée, et éventuellement corrigée, de temps à autre.

Un oscillateur piloté par quartz est capable d'une précision de 10^{-6}, mais doit être utilisé en régime permanent. Dans ces conditions, en raison de la relation de phase quelconque existant entre l'oscillation et l'impulsion a, la première impulsion du train-horloge survient au hasard dans l'intervalle de temps Δt qui suit t_0 (1). Cette difficulté est partiellement surmontée si, partant d'un oscillateur fonctionnant sur une fréquence égale à $n/\Delta t$ (n entier voisin de 10), on obtient la fréquence $1/\Delta t$ par l'intermédiaire d'un démultiplicateur d'impulsions fonctionnant à partir de l'instant t_0 (*fig.* 2). Certains circuits permettent d'effectuer, d'une façon sûre, la démultiplication de fréquence jusqu'à au moins 50 Mc/s.

2° Commutateur. — Pour la construction de cet organe, les tubes commutateurs décimaux du type « trochotron » sont d'un grand secours en raison de la simplicité qu'ils apportent à l'établissement des circuits, de leur vitesse de commutation élevée (1 Mc/s et plus), de leur longue durée de vie et de leur grande sécurité de fonctionnement.

(1) Δt étant la largeur de la bande.

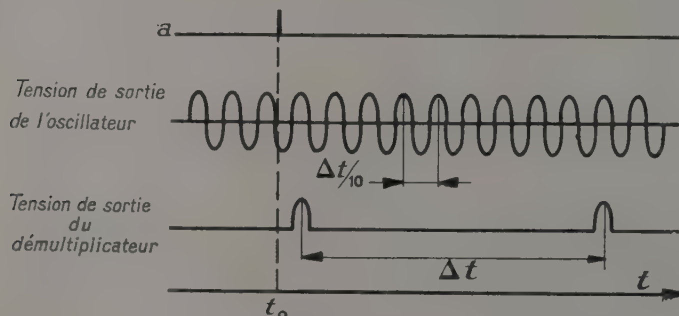


Fig. 2.

Lorsque nous désirons obtenir des largeurs de bandes d'une durée inférieure à 1 µs, nous utilisons des distributeurs à lignes à retard, selon un principe qui a déjà été exposé [2]. Il semble que cette méthode, qui a déjà été expérimentée jusqu'à 0,25 µs, soit susceptible d'être encore applicable à 0,1 µs et même moins.

3° Dispositif d'enregistrement et de présentation des résultats. — L'emploi de mémoires arithmétiques est justifié pour des sélecteurs à plusieurs centaines de canaux et est d'autant plus avantageux que ce nombre est plus élevé. Tous les types de mémoires peuvent être utilisés, mais on préfère celles permettant l'accès au hasard.

Les mémoires utilisant des tores magnétiques à cycle d'hystérésis rectangulaire sont très en faveur à l'heure actuelle mais elles imposent un temps mort de 10 à 15 µs après chaque événement enregistré, ce qui est un inconvénient sérieux pour des sélecteurs à faible largeur de bande. Nous avons à l'heure actuelle, en projet, un sélecteur à 256 canaux de 5 µs de largeur de bande minimum, utilisant une mémoire à ferrites, et un sélecteur à 2 000 canaux de 0,1 µs à tubes à mémoire électrostatique dont le temps mort doit être de l'ordre de 1 µs.

II. **Problèmes posés par les sélecteurs rapides à grand nombre de canaux.** — Deux problèmes principaux se posent lors de l'étude de sélecteurs dont la largeur de bande est de l'ordre de 10^{-7} s : celui de la précision obtenue sur les frontières entre canaux ; celui du temps mort introduit par l'emploi d'une mémoire arithmétique.

1° Précision obtenue sur la frontière entre deux canaux. Mise en phase. — D'une façon générale l'ouverture d'une voie particulière d'un sélecteur en temps se traduit par l'application d'une impulsion, que nous appellerons impulsion-porte, en un endroit déterminé de cette voie. Il est relativement aisé d'obtenir que les flancs de cette impulsion ne durent pas plus de 0,1 µs ; dans l'intervalle de temps de commutation, existe une zone d'incertitude à l'intérieur de laquelle l'impulsion incidente *b* risque, soit d'être éliminée, soit d'être comptée dans les deux canaux adjacents (*fig.* 3). Pour échapper à cette zone, on peut faire en sorte que les impulsions *b* représentant les événements à analyser donnent naissance à des impulsions *b'* légèrement décalées pour apparaître toujours au centre d'une bande ; nous dénommerons cette dernière opération *mise en phase* (*fig.* 4). Cette solution présente l'intérêt de reporter la difficulté sur un seul circuit qui assure en liaison avec l'horloge toute la précision du sélecteur.

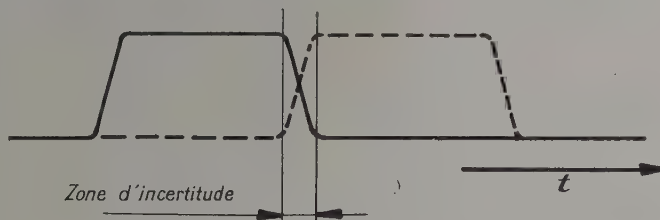


Fig. 3.

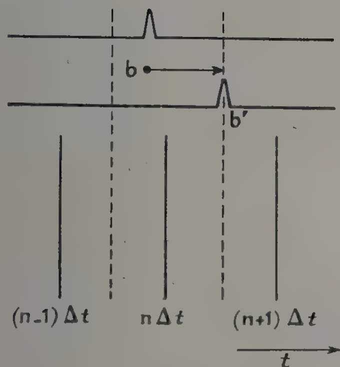


Fig. 4.

Il est facile de voir par la figure 5*a*, qui représente les instants de sortie en fonction des instants d'entrée pour un circuit de mise en phase idéal, qu'un fonctionnement rigoureusement parfait ne peut être obtenu puisqu'il nécessiterait des discontinuités physiquement impossibles à obtenir.

Pratiquement les courbes expérimentales se présentent sous la forme indiquée par la figure 5*b* dans laquelle on a exagéré les défauts. Pour des raisons de simplicité nous apprécierons la qualité d'un circuit de mise en phase d'après la valeur de l'intervalle de temps δt qui sépare la fin d'un palier et le début du suivant. Un circuit relativement simple permet d'obtenir $\delta t \simeq 10^{-8}$ s ; nous avons pu, à l'aide d'un circuit plus élaboré, atteindre $\delta t = 2.10^{-9}$ s ; en disposant deux de ces circuits en cascade δt n'est pas mesurable, mais sûrement très inférieur à 10^{-9} s ; dans ce dernier cas, nous n'avons pas décelé d'impulsions de sortie se produisant entre les instants désirés et il est probable

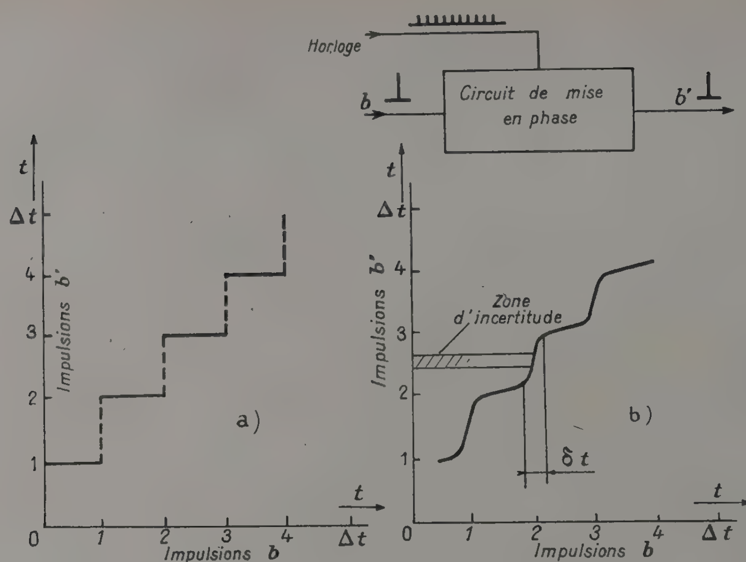


Fig. 5.

que 10 % environ des impulsions apparaissant dans un intervalle de 10^{-9} s, à la limite entre deux canaux sont perdues.

2° Temps mort introduit par les mémoires. — Le temps mort introduit par les mémoires est d'autant plus gênant que la largeur de bande est plus étroite, c'est-à-dire que le nombre de canaux qu'il couvre est plus grand.

On peut gagner sur le temps mort en enregistrant les « adresses » (²) à la suite les unes des autres et en remettant à plus tard les additions. Cette méthode exige des capacités de mémoire considérablement plus grandes que d'ordinaire ; on peut calculer que pour enregistrer 10 000 événements en moyenne par canal, il est nécessaire de disposer de 2.10^7 digits pour un sélecteur à 250 canaux et de 10^8 pour un sélecteur à 1 000 canaux, alors qu'il en faudrait respectivement 4 000 et 16 000 par la méthode habituelle. Seule la bande magnétique, dont la capacité est de l'ordre de plusieurs dizaines de millions de digits peut convenir. Cette bande magnétique est par la suite introduite dans un calculateur électronique qui réalise les additions partielles d'adresses identiques. Ce calculateur peut être commun à plusieurs sélecteurs de ce type qui sont des appareils relativement simples puisque complètement dépourvus des organes de calcul arithmétique.

Nous avons développé un système de codage rapide capable de fonctionner jusqu'à 50 Mc/s, qui permettrait donc de réaliser des sélecteurs de 2.10^{-8} s de largeur de bande avec un nombre pratiquement illimité de canaux et fonctionnant sur le principe indiqué précédemment. Une unité expérimentale est en cours d'étude, qui comporte 120 canaux de 5.10^{-8} s de largeur de bande. Le principal problème à résoudre est celui de la mise en phase ; il est en effet essentiel que le prélèvement des impulsions constituant l'adresse codée ait lieu à des instants rigoureusement déterminés, toute impulsion omise ou ajoutée dans le nombre codé risquant de produire une grossière erreur. C'est la raison pour laquelle nous avons cherché à obtenir des performances exceptionnelles des circuits de mise en phase. Le second problème concerne le temps mort apporté par la durée nécessaire à l'enregistrement sur bande, mais il semble devoir être résolu par l'emploi d'un jeu de mémoires-tampons à faible capacité, capables de retenir chacune une adresse et de la restituer au moment voulu.

(²) L'adresse est le numéro, présenté sous forme codée, du registre de la mémoire, affecté à un canal.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Higinbotham (W. A.), Time of flight instrumentation for neutron spectrometers. Rapport A/CONF. 8/P/806 (Conférence Internationale sur l'utilisation pacifique de l'Énergie Atomique, Genève, 1955).

[2] Thénard (J.) et Guillon (H.), Sélecteur en temps à lignes à retard. *J. Phys. Rad.*, 1956, **17**, 6, 57A-59A.

QUELQUES RÉSULTATS CONCERNANT LES SCINTILLATEURS GAZEUX ET LEURS ÉTATS CONDENSÉS

Par L. KOCH et R. LESUEUR,

Centre d'Études Nucléaires de Saclay.
Service des Constructions Électriques.

Résumé. — Les caractéristiques essentielles des gaz rares en tant que scintillateurs sont : une durée de luminescence très brève inférieure à 10^{-8} s en général ; une réponse linéaire en fonction de l'énergie perdue par la particule nucléaire dans le gaz, même dans le cas de particules fortement ionisantes.

A l'état gazeux ou condensé, ils présentent donc un grand intérêt en physique nucléaire.

Abstract. — The essential characteristics of rare gases for use as scintillators are as follows : a very brief period of luminescence, generally less than 10^{-8} s ; a linear response as a function of the energy lost by the nuclear particle in the gas, even in the case of strongly ionising particles.

In the gaseous or condensed state therefore, they are of great interest in nuclear physics.

La fluorescence des gaz excités par les particules nucléaires est connue depuis le début des études sur la radioactivité, mais ce n'est que depuis quelques années (Grunn et Schopper, 1951) qu'on a pensé à utiliser ce phénomène pour détecter le passage de particules nucléaires individuelles à l'aide de phaotomultiplicateurs.

I. **Résultats expérimentaux concernant les gaz et leurs mélanges.** — On a étudié les gaz suivants : argon, krypton, xénon, hélium et azote de degré de pureté connu ([1]), contenus dans des ampoules en pyrex à fenêtre de quartz. La pression de remplissage des ampoules était de 74 cm de mercure.

1° NOMBRE TOTAL N DE PHOTONS REÇUS PAR LE PHOTOMULTIPLICATEUR POUR UN RAYON α DE 4,7 MeV ABSORBÉ PAR LE GAZ. — Les résultats des mesures obtenues avec un photomultiplicateur EMI 6255 et un oscillographe Tektronix 535 sont réunis dans le tableau ci-dessous ; δ est le nombre de photoélectrons correspondant à une scintillation; S est la sensibilité relative de la photocathode pour la longueur d'onde λ_m ; λ_m est la longueur d'onde moyenne de fluorescence du scintillateur déterminée à l'aide de filtres d'absorption.

	δ	λ_m (Å)	S %	N
A	95	2 500	50	1 900
Kr	200	3 180	60	3 200
Xe	350	3 250	65	5 400
He	110	3 900	90	1 200
N_2	80	3 900	90	900
* TPB	180	4 600	100	1 800
** INa(Tl)	4 000	4 100	95	41 000

* Film de scintillateur plastique au tétraphenylbutadiène de 60 µ d'épaisseur préparé par M. Mougin du Service des Constructions Électriques (le parcours des rayons α y est de 32 µ).

** Résultats déduits de mesures avec les rayons γ du ^{137}Cs et des courbes donnant N en fonction de l'énergie cédée au cristal, publiées par C. J. Taylor (1951).

([1]) Les analyses de gaz ont été effectuées : d'une part, à la Société Air Liquide, d'autre part, au Service de Chimie-Physique du C. E. N., par MM. Nief et Bourguillot.

Dans le cas du xénon on a obtenu des résolutions en énergie de 12 % à 5 MeV.

2° MESURE DES CONSTANTES DE TEMPS DE SCINTILLATION. — On a constaté que dans tous les cas il existait une constante de temps de scintillation très courte θ dont la mesure est limitée par les fluctuations de temps de transit du photomultiplicateur utilisé (2.10^{-8} s). La présence d'impuretés en concentration très faible de l'ordre de 10^{-4} suffit à faire apparaître une seconde constante de temps plus longue θ' probablement liée au transfert d'énergie par chocs de seconde espèce des atomes

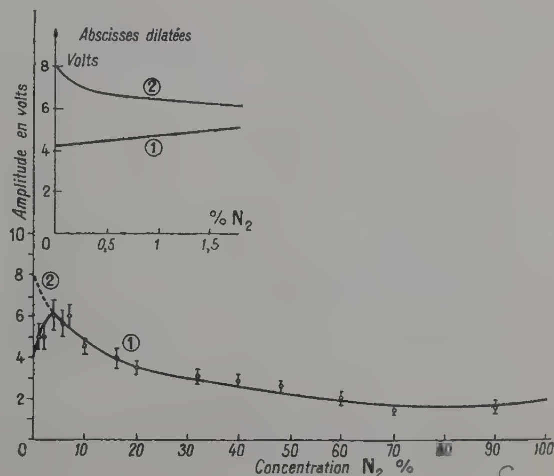


FIG. 1. — Amplitude des impulsions en fonction de la concentration de l'azote dans l'argon.
1) Points expérimentaux avec EMI 6255.
2) Points corrigés en tenant compte de la sensibilité spectrale de la photo-cathode.

métastables du gaz primaire aux atomes d'impuretés.

L'étude quantitative des mélanges argon-azote a montré :

a) que la longueur d'onde moyenne d'émission se déplace rapidement vers celle de l'azote et l'atteint pour une concentration de 5 % environ d'azote ;

b) qu'à partir d'une concentration de 2.10^{-3} d'azote, la constante de temps θ' subsiste seule mais décroît à mesure que la concentration d'azote augmente : on a $\theta' = 3.10^{-8}$ s pour 5 % d'azote ;

c) que le nombre de photons émis décroît très lentement comme le montre la figure 1.

Afin de préciser la valeur de θ on a utilisé un photomultiplicateur RCA 6810 dont les fluctuations de temps de transit sont environ 10 fois plus faible

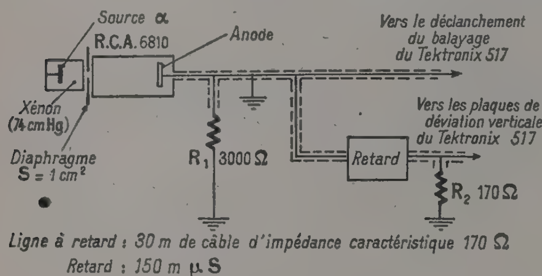


Fig. 2. — Schéma de mesure.

que celles des EMI. Le schéma de mesure est représenté sur la figure 2. On a obtenu dans le cas du xénon, toujours pour un rayon α de 4,7 MeV absorbé dans le gaz, une impulsion d'amplitude 32 V et de largeur à mi-hauteur 3.10^{-9} s sur une impédance de 170 Ω.

Si on compare les amplitudes des impulsions obtenues pour une constante de temps à l'anode de 10^{-8} s, on obtient les valeurs relatives suivantes:

NaI(Tl)	Xe	TPB	A	A + 5 % N_2	Kr	He	N_2
32	10	10	4,4	4	4	0,7	1,5

3° Proportionnalité de la fluorescence a l'énergie cédée au gaz. — La figure 3 donne le spectre d'énergie des produits de fission de l'uranium 235 ; on trouve à 2 % près le rapport des énergies les plus probables des produits de fission. Donc même dans le cas d'ions lourds ayant une densité d'ionisation élevée, on n'observe pas de saturation dans l'intensité de la fluorescence émise par le gaz.

4° Possibilité de détection des ions lourds ou des neutrons en présence de flux intenses de rayons γ. — Le gaz contribue de manière négligeable à la sensibilité du détecteur aux rayons γ. Les courbes de discrimination obtenues avec des circuits électroniques dont le temps de résolution est 10^{-7} s, sont réunies sur la figure 4.

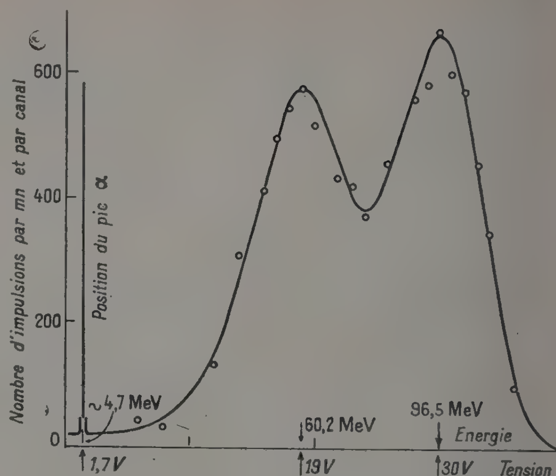


Fig. 3. — Réponse d'un scintillateur gazeux aux produits de fission de l'uranium 235. Courbe $\frac{\Delta N}{\Delta V} = f(V)$.

Scintillateur : Xénon (74 cm Hg).
Photomultiplicateur : EMI 6 255.
Sélecteur à 1 canal CEA.
Cible UO_2 enrichi à 46 % (15 μg/cm²).
Valeur moyenne des points expérimentaux (o).

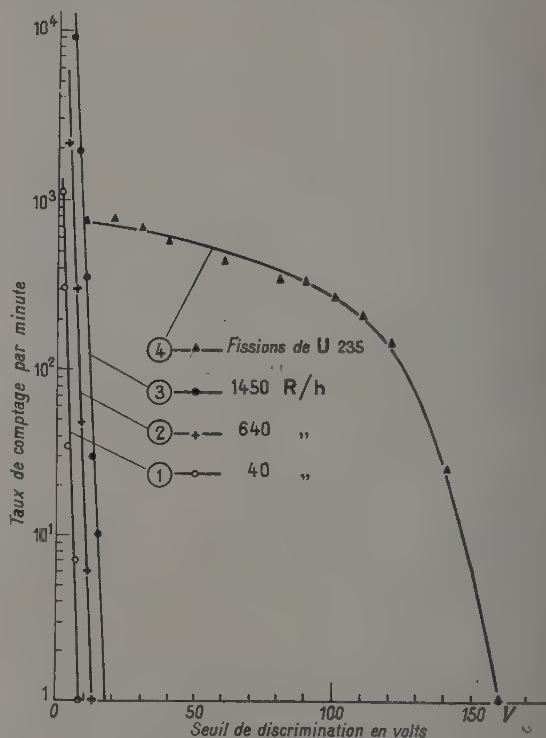


Fig. 4. — Discriminateur d'amplitude des impulsions provenant :

a) de l'action des rayons γ sur un photomultiplicateur ;

b) de l'arrêt des produits de fission de ^{235}U dans un scintillateur gazeux placé devant le même photomultiplicateur 51 AVP.

Le rendement de détection des fragments de fission reste voisin de 100 % en présence d'un flux de rayons γ de 1 450 R/h.

II. **Scintillateurs constitués par des états condensés de gaz rares.** — Dans certains cas, la densité des scintillateurs gazeux est insuffisante en particulier lors de la détection des ions de moyenne énergie et des rayons γ. Le xénon, qui possède les meilleures performances comme scintillateur à l'état gazeux est également le plus intéressant à l'état condensé ; en effet sa densité à l'état liquide est 3,52 (à — 190 °C), celle de INa(Tl) étant 3,67 ; d'autre part, il possède un numéro atomique élevé ($Z = 54$).

La durée de luminescence observée sous irradiation de rayons α est égale, aux erreurs expérimentales près, à celle observée dans le cas du gaz, donc environ 50 fois plus courte que dans le cas de INa(Tl). Les solutions solides xénon-azote sont actuellement à l'étude ; un cristal de 0,5 cm^3 paraissant monocristallin a été réalisé.

III. **Conclusions.** — Les deux caractéristiques essentielles des scintillateurs gazeux sont : une durée de luminescence très courte, et une absence de saturation de la luminescence pour une ionisation spécifique élevée. Cela a permis, par exemple, d'étudier la fission de l'Américium 241 qui émet 10^8 particules α par seconde et par milligramme (R. A. Nobles, 1955).

Les mesures d'énergie des ions sont également possibles bien que la résolution en énergie soit encore assez mauvaise à l'heure actuelle : 10 % à 5 MeV (1). Il est nécessaire d'associer ces scintillateurs avec un photomultiplicateur permettant d'obtenir de grandes valeurs du courant instantané d'anode (1 ampère par exemple) ; ils permettent alors d'attaquer directement des circuits à coïncidences, des sélecteurs, pour le comptage rapide ou la résolution de courts intervalles de temps.

Les états condensés, pour lesquels n'existent encore que des études préliminaires, présenteront dans des cas spéciaux, un très grand intérêt.

(1) Une résolution de 4 % à 5 MeV à été obtenue depuis par A. Sayres et C. S. Wu (R. S. I. 1957, **28**. 10).

BIBLIOGRAPHIE

[1] Grunn (A. E.) et Schopper (E.), *Z. Naturfors.*, 1951, **6**a, 698.
[2] Eggler (C.) et Huddleston (C. M.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 600 ; *Nucleonics*, 1956, **14**, 6.
[3] Nobles (R. A.) et al., *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 616.
[4] Forte (M.), *Nuovo Cimento*, 1956, **3**, 6, 1443.
[5] Koch (L.) Comptes Rendus du Congrès International sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz. Venise, juin 1957.

QUELQUES PROPRIÉTÉS DES PARTICULES ANORMALEMENT LONGUES ÉMISES PAR DES RADIOÉLÉMENTS

Par MARIE ADER avec la collaboration technique de MARIE-PAULE CABANNES,
Laboratoire de Physique Atomique, Collège de France.

Résumé. — Les sources de polonium naturel et de polonium artificiel provenant de bismuth irradié par des neutrons, émettent un même rayonnement anormalement long et ayant les mêmes caractéristiques. Ce rayonnement ne semble donc pas dû à la présence d'impuretés radioactives dans les sources. On constate également une émission de neutrons par les deux sources.

Abstract. — Natural polonium sources and artificial polonium sources from bismuth irradiated by neutrons, emit a same radiation, abormally long and with the same characteristics. This radiation does not seem due to the presence of radioactive impurities in the sources. Emission of neutron by the two sources is also observed.

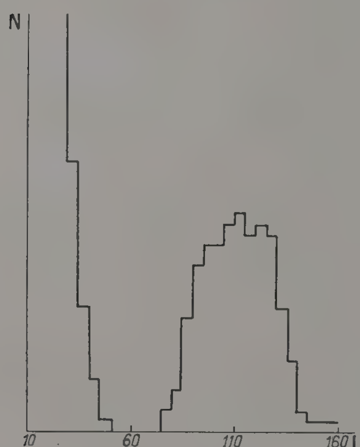


FIG. 1.

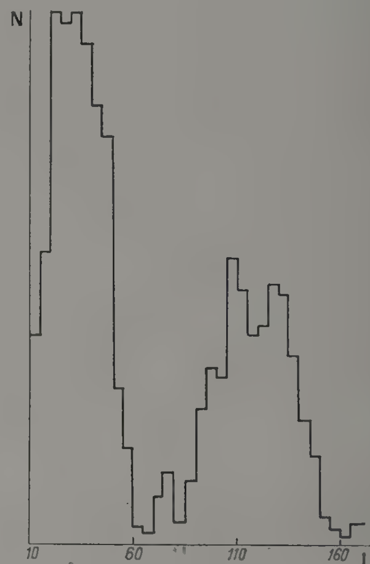


FIG. 2.

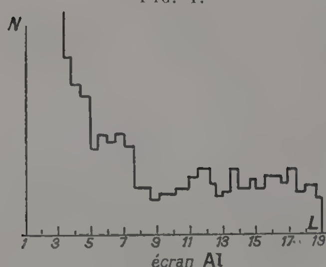


FIG. 3.

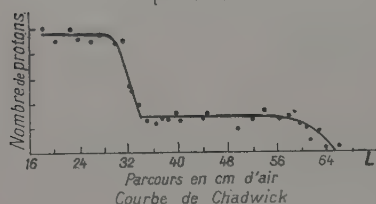


FIG. 4.

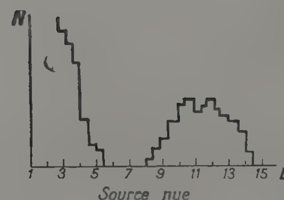


FIG. 5.

Le nombre des traces est porté en ordonnées, leur longueur en abscisses. Les unités sont arbitraires.

Lorsqu'on expose une plaque photographique au rayonnement d'une source de polonium, de thorium, d'actinium, de plutonium, de radium et d'uranium, la plaque présente, au delà de la région de portée du rayonnement normal, des traces de particules dont la longueur peut dépasser 200 μ dans l'émulsion.

Ce rayonnement anormal forme trois groupes distincts ; sur la courbe (*fig.* 1), le premier groupe s'arrête à 100 μ environ et pourrait être attribué à des rayons H ou à des protons de transmutation de l'azote par les rayons α des sources. Le deuxième groupe va de 150 μ à 220 μ environ.

Pour obtenir la courbe (*fig.* 2), un écran de 30 μ d'or a été placé entre la source et la plaque.

Le premier groupe signalé plus haut a été absorbé par l'écran ainsi qu'une partie du 2e. Il reste une part du deuxième groupe et le troisième dont la longueur des particules va de 220 μ à 350 μ environ.

Cette étude a été faite à l'aide d'une source de polonium et d'une source de plutonium d'intensités sensiblement égales à 1 000 u. e. s.

Il est remarquable que les rayonnements émis par ces deux sources présentent les mêmes groupes avec des limites très approximativement égales.

En plaçant devant une source de polonium une feuille de 10 μ d'aluminium, on recueille sur les plaques photographiques des protons de la réaction (α, p) dont le parcours maximum est voisin de celui des grandes trajectoires observées plus haut. La courbe de ces protons (*fig.* 3), rappelle de très près celle établie par Chadwick dans de semblables conditions (*fig.* 4) ; mais elle diffère trop de la courbe des particules de parcours anormal (*fig.* 5), émises par la même source, pour que ces particules soient attribuables à des contaminations d'aluminium.

Un essai de courbure de ces grands rayons par un champ magnétique n'a pas encore donné de résultats satisfaisants et des expériences en vue de leur détermination sont en cours.

Dans un travail antérieur [1], nous avons pu établir un spectre de neutrons émis par une source de polonium. Ce spectre ressemble beaucoup au spectre des neutrons de fission de l'uranium dressé par Segré.

Toutes les sources de polonium utilisées jusqu'ici ont été préparées, avec le plus grand soin, à partir des dérivés du radium ; mais elles sont suceptibles de contenir encore des traces d'éléments légers non éliminés en cours de préparation qui pourraient être responsables des phénomènes observés.

Nous venons de refaire les expériences précédentes à l'aide d'une très forte source de polonium artificiel obtenu en irradiant du bismuth par des neutrons.

La source préparée à Harwell déposée sur platine et recouverte d'une mince feuille de platine a permis de faire les remarques suivantes :

1° Elle émet des particules de grand parcours, réparties en trois groupes, très sensiblement les mêmes que ceux déjà signalés plus haut.

2° Elle émet des neutrons qui projettent des protons dans la masse de la gélatine sensible, leur spectre est le même que celui des neutrons émis par la forte source de polonium naturel.

Ces constatations seraient en faveur de l'hypothèse déjà formulée : ces phénomènes sembleraient provenir des noyaux des éléments envisagés, peut-être en relation avec des réactions de fission spontanée.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ader (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **235**, 1290-1291.

OBSERVATION DE PULSATIONS DANS LES FAISCEAUX ISSUS DE SOURCE H. F.

Par T. GRJEBINE,
Section des Réactions Nucléaires à Basse Énergie, C. E. N., Saclay.
R. MOREAU,
Service de Physique Nucléaire, C. E. N., Saclay.
et B. OLKOWSKY,
Section des Grands Appareils, C. E. N., Saclay.

Résumé. — Les faisceaux d'accélérateurs à tension continue, mais alimentés par des sources H. F., apparaissent pulsés à la fréquence de celles-ci. Ces observations ont été faites sur les deux accélérateurs Van de Graaff de Saclay et un montage H. T. redressé. Le taux de la modulation atteint 70 % dans certaines conditions. Méthode utilisée : fluorescence, accumulation de charges et induction magnétique.

Abstract. — The beams of two electrostatic accelerators and a continuous tension experimental design have shown pulsations of the same frequency as their H. F. ion source. In some conditions, the proportion of this alternating current was found to be 70 %.

Lors des études entreprises pour pulser le faisceau de l'accélérateur électrostatique de Harwell, on a observé (1) des pulsations plus rapides dont la fréquence semblait correspondre à celle de la source.

Nous avons cherché à vérifier ce phénomène sur trois machines à tension continue de Saclay, et sur les trois, nous l'avons retrouvé et contrôlé par des méthodes de détection différentes.

Sur chacune des machines, nous avons trouvé le faisceau pulsé d'abord à la fréquence de la source et ensuite modulé à des fréquences plus basses, correspondant aux sources de tension de celles-ci.

Sur l'accélérateur Van de Graaff de 2 MeV nous avons trouvé le faisceau pulsé à 52 Mc et modulé à 800c/s, fréquence de l'alternateur fournissant le courant dans l'électrode haute-tension.

La détection se faisait par un récepteur T. S. F. onde courte, en ayant remplacé une partie de l'attachement horizontal habituellement métallique par une canne en verre de façon à permettre la réception de l'onde créée par le paquet de protons. Le signal disparaissait quand on arrêtait le faisceau avec un tantale avant la canne entourée des quelques spires qui servaient d'antenne.

La fréquence trop rapide ne nous a pas permis d'observer avec un photomultiplicateur la fluorescence du verre. Il fallait toutefois obligatoirement mettre en évidence ce phénomène par cette méthode de fluorescence pour exclure toute possibilité d'une propagation de la fréquence de la source par l'intermédiaire des électrons qui peuvent être présents sur le chemin d'un faisceau. Cela a été réalisé sur le Van de Graaff de 5 MeV. Le faisceau tombait sur un verre au plomb et le courant d'ions d'un P. M. placé derrière le verre était modulé avec la fréquence de la source. A cette fréquence (10 Mc) la fluorescence résiduelle du cristal de plomb n'est pas gênante.

Les mesures les plus complètes ont été faites sur un montage haute-tension alimenté par une source H. F. et réalisé par B. Olkowsky. Le courant de 16 μA recueilli après déflexion à 90° nous a permis, en plus de la mesure par ondemètre hétérodyne de la fréquence du faisceau (9,35 Mc/s) et de l'observation des pulsations par un P. M. (*fig.* 1) de mesurer directement cette tension alternative apparaissant aux bornes d'une résistance de 1 kΩ et de la capacité parasite (32 pF). Cette tension était amplifiée par un amplificateur Tektronix et mesurée sur l'écran, tandis qu'on mesurait la totalité du courant avec un microampèremètre. Pour une extraction de 1 500 volts nous avons trouvé la partie modulée à 9,35 Mc égale à 70 % du total du courant.

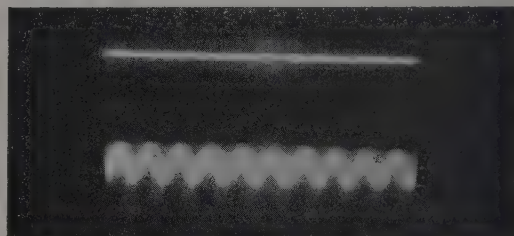


Fig. 1. — Fluorescence d'un verre au plomb avec extraction maximum. Fluorescence d'un verre au plomb avec extraction zéro.

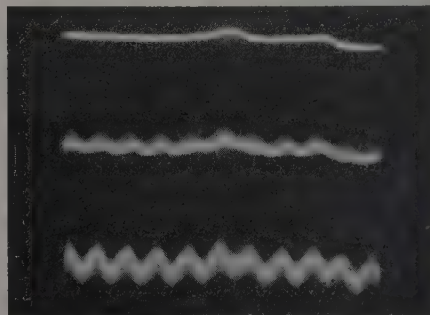


Fig. 2. — Tension recueillie sur la cible. Valeurs de l'extraction variant de 1 500 volts à zéro.

(1) Prof. Phillips, communication privée.

LETTRES A LA RÉDACTION

OBSERVATIONS A PROPOS DE L'ÉPITAXIE DE L'IODURE MERCURIQUE JAUNE ET DU BROMURE MERCURIQUE SUR MICA.

Par M. J. Jaffray et Mlle M. T. Majourel,
Laboratoire de Thermodynamique,
Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand.

Le mica muscovite est formé d'un empilement de lamelles à structure pseudo-hexagonale ; dans le plan de clivage (plan (001)) les ions K^+ forment un assemblage de rectangles centrés dont les côtés ont pour dimensions 5,18 Å suivant la rangée [100] et 9,02 Å suivant la rangée [010].

Les cristaux d'iodure mercurique jaune, stables au-dessus de 127 °C, mais observables à l'état métastable à la température ordinaire ont aussi une structure lamellaire. De symétrie orthorhombique, la maille a pour côtés : $a_0 = 4{,}674$ Å

$$b_0 = 13{,}76 \text{ Å} \quad \text{et} \quad c_0 = 7{,}32 \text{ Å}. \qquad (1)$$

Ces cristaux se présentent généralement sous forme de prismes droits dont la base (010) est un losange avec un angle aigu voisin de 65°. Si on admet que la structure de ces cristaux est voisine de celle du bromure mercurique, laquelle est bien connue (1), on voit que parallèlement à ce plan de base des plans renferment uniquement les ions I^- et la symétrie de ces plans est encore pseudo-hexagonale. Il est donc raisonnable de rechercher une épitaxie de l'iodure mercurique jaune sur les lamelles de mica.

Dans le cas du bromure mercurique, stable à la température ordinaire et aux températures supérieures,

$$a_0 = 4{,}624 \text{ Å} \quad b_0 = 12{,}445 \text{ Å} \quad \text{et} \quad c_0 = 6{,}798 \text{ Å} ;$$

l'angle aigu des losanges est voisin de 68° ; on s'écarte donc davantage de la symétrie hexagonale et il semble raisonnable d'escompter une épitaxie sur mica plus difficile à réaliser.

1. **Iodure mercurique jaune.** — L'épitaxie sur mica a été réalisée assez facilement par sublimation sur un support de mica maintenu à une température supérieure à 127 °C, méthode déjà utilisée par Monier [2]. Les losanges obtenus ont un angle de 64°5, moyenne de 50 mesures (moyenne des écarts 1°). On observe trois orientations différentes des losanges sur le plan (001) du mica, on a pu les repérer par rapport à l'axe [010] du mica (trace du plan qui contient les axes optiques). On trouve alors que les trois positions se déduisent l'une de l'autre par une rotation voisine de 120° (valeurs moyennes : 118°, 119°5, 122°5). Ce qui, en définitive, traduit la présence de l'axe pseudo-hexagonal. Les rangées en coïncidence ressortent de la figure 1.

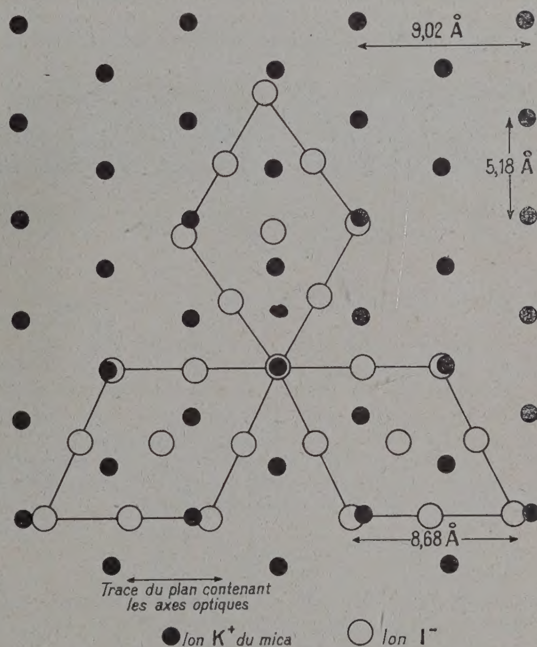


Fig. 1.

On peut encore réaliser les mêmes épitaxies à partir de solutions en profitant de la remarque de Gernez [3] indiquant que les solutions d'iodure mercurique déposent l'iodure jaune à la température ordinaire. L'épitaxie n'a pas été obtenue à partir de solutions aqueuses mais à partir de solutions dans l'acétone ou dans l'alcool à 95°. Les mesures d'angle indiquent qu'il s'agit des mêmes orientations que par sublimation.

2. **Bromure mercurique.** — Il y a encore épitaxie par sublimation sur des lamelles de mica suffisamment chauffées. Trois orientations sont visibles, elles sont disposées comme pour l'iodure jaune. L'obtention de cette même épitaxie à partir de solutions dans l'eau ou l'acétone est douteuse ou difficile, mais on l'obtient assez facilement à partir de solutions hydroalcooliques. Il semble que dans tous les cas la présence de marches de clivage sur les lamelles de mica favorise l'épitaxie.

3. **Observations sur le changement de phase iodure jaune → iodure rouge à la température ordinaire.** — Les cristaux, à base losange, d'iodure jaune orientés sur mica peuvent rester dans cet état métastable à la température ordinaire pendant plusieurs mois lorsqu'ils sont tenus à l'abri. Mais on peut observer leur passage à l'état rouge soit par formation spontanée d'un germe soit en déclenchant la transformation par le contact d'une pointe fine. On constate alors que la vitesse de propagation du phénomène est grande (plusieurs mm à la minute). Il arrive souvent que la transformation n'intéresse qu'une fraction du cristal limitée par une droite parallèle à un côté du losange. On met probablement ainsi en évidence l'existence de fissures dans le cristal jaune provoquées par des tensions appliquées au cristal dans la région de contact avec son support. On peut alors observer pendant plusieurs semaines un cristal mi-rouge - mi-jaune, les deux parties étant séparées l'une de l'autre par une frontière rectiligne.

Il nous a été donné à plusieurs reprises d'observer la sublimation du cristal jaune vers le cristal rouge jusqu'à complète disparition du premier (au bout de plusieurs semaines) ; on sait en effet qu'un cristal métastable a une tension de vapeur plus élevée que celle du cristal stable à la même température.

Lettre reçue le 21 novembre 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Wyckoff (R. W. G.), Crystal Structures, Tome I, chap. IV, p. 20.
[2] Monier (J. C.), *Thèse*, Paris, 1954. Masson éd.
[3] Gernez, *Ann. Ch. Phys.*, 1903, 7, **29**, 417.

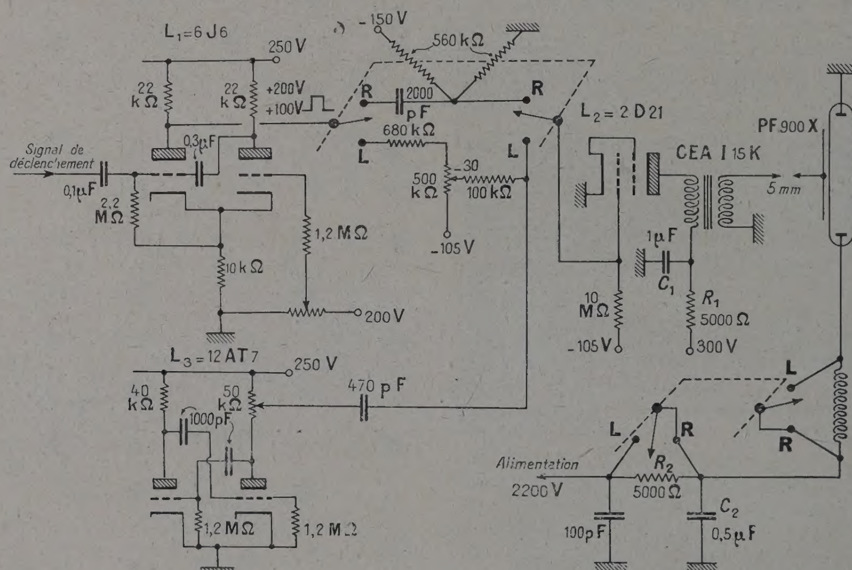


Fig. 1.

DISPOSITIF D'ÉCLAIRAGE PAR TUBE A ÉCLAIRS D'UNE CHAMBRE DE WILSON PERMETTANT L'OBSERVATION VISUELLE DIRECTE DES TRAJECTOIRES PEU CONTRASTÉES

Par M. Guy Corbé et Mlle Tosiko Yuasa,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France.

Une chambre à brouillard à pression variable (1 — 76 cm Hg) autocommandée précédemment décrite [1] a été équipée d'un système d'éclairage par tube-éclair à xénon utilisable pour la photographie. Cependant la brièveté de cet éclair ne permet pas l'observation visuelle directe dans de bonnes conditions des trajectoires peu denses. Les réglages préalables de la chambre se font généralement pour cette raison au moyen d'une lampe à incandescence très puissante (1 000 W) survoltée ; cette lampe très encombrante dégage beaucoup de chaleur et donne un éclairage différent de celui utilisé pour la prise de vue photographique. De plus, dans le cas de la chambre autocommandée à basse pression, l'inertie de la lampe à incandescence en rend l'emploi impossible. C'est pourquoi nous avons mis au point un dispositif simple permettant d'augmenter la durée apparente de l'éclair qui est portée à plusieurs dixièmes de seconde.

La solution consistant à prolonger l'éclair au moyen d'une self mise en série avec le tube à décharge, utilisée habituellement pour obtenir une durée d'environ 1/1 000 de seconde, ne convient plus ici car la résistance ohmique d'une self suffisamment importante provoque une perte d'énergie lumineuse considérable.

Le principe du dispositif utilisé consiste à produire

une succession rapide d'éclairs brefs : environ 90 pour 0,5 secondes d'observation.

La figure 1, p. 110, montre les circuits employés :

— Dans le cas d'une prise de vue photographique, les deux commutateurs doubles sont placés sur la position « R ». L'impulsion de commande provenant du « programme électronique » déclenche l'univibrateur L_1 qui délivre une impulsion positive rectangulaire de 0,5 secondes et de 100 V d'amplitude. Cette impulsion dérivée agit sur un thyratron L_2 qui décharge à travers le primaire d'un transformateur d'impulsions une capacité de 1 μF chargée à 300 V provoquant l'allumage du tube (Phillips n° PF 900 X). Ce tube est alimenté par une capacité de 100 μF chargée à 2 200 V.

Pour l'observation visuelle de la chambre les 2 commutateurs doubles sont placés sur la position « L ». De cette façon on superpose sur la grille du thyratron L_2 le signal rectangulaire venant de L_1 et une succession d'impulsions provenant de la différentiation des signaux d'un multivibrateur L_3 dont la fréquence de répétition est de 170 cycles par seconde. Si les constantes $R_1 C_1$ et $R_2 C_2$ sont convenablement ajustées, on obtient l'allumage du tube PF 900 X à la fréquence choisie pendant 0,5 s.

La puissance dépensée dans la lampe-éclair reste dans les limites permises par le constructeur puisque la capacité de 100 μF sert de volant d'énergie pendant le train d'éclairs, l'impédance de l'alimentation ne permettant pas pendant ce temps un apport d'énergie appréciable.

Ce dispositif a permis l'observation directe des trajectoires de rayons β d'énergie supérieure à 100 keV produits dans la chambre à brouillard alors que la pression du gaz (air et vapeur d'eau) était de l'ordre de 10 cm Hg après la détente.

Lettre reçue le 14 janvier 1958.

[1] YUASA (T.), *Le Journal de Physique et le Radium*, Physique appliquée, Supplément au n° 3, mars 1957, **18**, p. 58 A.

SPECTROGRAPHIE MAGNÉTIQUE SEMI-CIRCULAIRE β AVEC DÉTECTION PHOTOGRAPHIQUE ET POST-ACCÉLÉRATION

Par Jacques DELESALLE,
Laboratoire de l'Aimant-Permanent à Bellevue.

Le spectrographe magnétique semi-circulaire avec détection photographique est un instrument qui possède un très bon pouvoir de résolution : en général, les raies de conversion $L_I L_{II} L_{III}$ des éléments lourds pourront être séparées et leurs rapports d'intensités mesurés d'après leurs noircissements.

Malheureusement, le noircissement de l'émulsion photographique est fonction de l'énergie des électrons qui la frappent, la courbe représentative dépendant beaucoup du type de l'émulsion employée. Il paraît donc logique pour comparer les intensités de deux groupes d'électrons monocinétiques d'énergies différentes d'accélérer l'un d'eux, de façon à leur donner des énergies égales : la courbe de réponse de l'émulsion photographique n'intervient plus alors.

En pratique, tous les groupes d'électrons sont également accélérés. Pour en comparer deux il suffit de faire deux poses de même durée (en supposant l'activité de la source constante) avec et sans accélération.

Deux méthodes d'accélération sont possibles : la pré- et la post-accélération. Dans la première on crée un champ électrique entre la source et la fente du spectrographe. Dans la deuxième on crée un champ électrique entre deux grilles situées au-dessus de la plaque [1].

La pré-accélération transforme l'énergie, le rayon des trajectoires et l'angle solide d'émission des électrons ; cette dernière variation est assez importante pour des électrons d'énergie inférieure à 50 keV (5 % pour 4 kV, à 50 keV) et rend délicate la comparaison des intensités des deux raies obtenues avec et sans accélération. La post-accélération n'agit que sur l'énergie des électrons

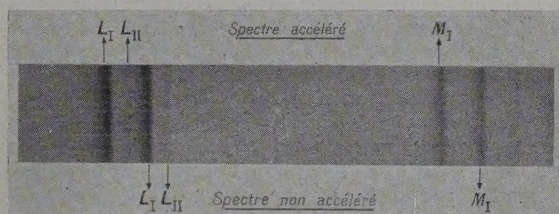


FIG. 1.

et permet donc une mesure précise des rapports de conversion.

Adoptant cette méthode, nous avons réalisé un dispositif de post-accélération constitué de deux grilles, distantes de 1 cm, placées 0,8 cm au-dessus de la plaque photographique ; chaque grille est constituée par un réseau de fils de cuivre parallèles (Ø 0,05 mm) au pas de 1,5 mm, placé perpendiculairement aux raies. La longueur de ce réseau est celle d'une plaque, soit 24 cm. Sa largeur est limitée à 30 mm par l'entrefer du spectrographe.

Les images des fils supérieurs et inférieurs apparaissent nettement sur le film, ce qui prouve que le faisceau électronique est parallèle au champ électrique. Ceux-ci étant bien superposés, le pas des images est le même que celui des fils (1,5 mm) ; le faisceau lumineux du microphotomètre (0,7 mm) peut ainsi passer entre.

La figure 1 représente les spectres de conversion du rayonnement γ de 48 keV émis au cours de la transmutation Ra $D \rightarrow$ Ra E obtenus avec une accélération de 1 000 V et sans accélération, le film ayant été déplacé de 8 mm.

Enfin, nous avons étudié avec un microphotomètre Vassy la forme des raies pour des tensions de 0 à 4 kV (on a toujours $L_I - L_{II} < L_{II} - L_{III} < 4$ keV). Celle-ci est invariable.

La spectrographie magnétique semi-circulaire β avec post-accélération et détection photographique est donc une méthode permettant des mesures très précises des rapports de conversion dans les sous-couches L et M.

Lettre reçue le 31 janvier 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] DELESALLE (J.), *Thèse, Journal des Recherches des Laboratoires de Bellevue*, mars, 1958.

MIRAGES DE SUPRACONDUCTIVITÉ

Par L. Brillouin

Depuis cinquante ans la supraconductivité reste une énigme pour les théoriciens. Beaucoup s'y sont attaqués, et les résultats ont été décevants. La dernière tentative est celle de Bardeen, Cooper, Schrieffer [*Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1175] annoncée à grand fracas de publicité avec des articles flamboyants dans la grande presse. Cet essai se présente comme un rapiéçage de théories disparates, un bloc enfariné. Une discussion détaillée nous entraînerait trop loin, essayons plutôt de trouver le point névralgique et de montrer que cette théorie ne semble pas capable d'expliquer les supracourants permanents.

Fröhlich avait discuté les interactions entre électrons et phonons, et avait isolé un groupe de termes qu'il jugeait responsables de la supraconductivité. En fait, il n'y a pas, aujourd'hui encore, de preuve précise de cette relation, qui pourtant semble bien probable. Bardeen repart de cette étude de Fröhlich, dont le groupe de termes indique une attraction entre certains électrons, voisins de la limite de Fermi. Mais ces termes et ces attractions doivent exister dans tous les métaux sans exceptions. Comment expliquer le fait que seuls, certains métaux deviennent supraconducteurs ?

Bardeen reprend alors une autre tentative, précédemment présentée par lui-même et Pines, et d'après laquelle les forces de Coulomb entre électrons (forces corrigées par effet d'écran) procureraient l'effet antagoniste, capable d'empêcher la supraconductivité, pour les métaux usuels. Si les attractions de Fröhlich sont plus fortes que les répulsions de Pines, on aurait la supraconductivité. Si les attractions sont moindres que les répulsions, ce serait la conductivité normale.

Que penser de cette suggestion ? Les attractions de Fröhlich, où interviennent les phonons, peuvent très bien être une des causes de supraconductivité. Mais les répulsions de Coulomb (corrigées ou non) ne peuvent, à mon avis, jouer aucun rôle ni pour ni contre la supraconductivité. Les principes fondamentaux de la mécanique s'opposent à cette hypothèse hasardeuse.

Dans un nuage de particules en mouvement, les forces d'interaction entre particules ne peuvent modifier le mouvement du centre de gravité. Si ces particules sont les électrons d'un supracourant permanent, il est impossible d'arrêter ce supracourant en augmentant les interactions entre électrons ; or c'est là l'hypothèse essentielle de Bardeen-Pines. On ne peut arrêter un projectile par aucun système de forces intérieures !

Nous aimerions, d'ailleurs, obtenir une explication claire des supracourants permanents, mais les auteurs gardent sur ce point un silence prudent.

Pines a publié récemment [*Phys Rev.*, 1958, **109**, 280] une discussion du critérium de supraconductivité. Ses prédictions manquent de précision.

Je crois, en conclusion, devoir maintenir le point de vue que j'avais présenté l'an dernier [*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 331]. Les couplages entre électrons et phonons doivent jouer un rôle dans la supraconductivité, mais il manque encore un autre mécanisme essentiel.

Lettre reçue le 30 janvier 1958.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 1er trim. 1958. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).